



Д.А. Шутов, Д.В. Ситанов

*Методы исследования  
материалов и структур*

*Лабораторный практикум*

Иваново, 2009

Федеральное агентство по образованию

Государственное образовательное учреждение высшего  
профессионального образования  
Ивановский государственный химико-технологический университет

**Д. А. ШУТОВ, Д. В. СИТАНОВ**

**МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ  
МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР**

**Лабораторный практикум**

Иваново 2009

УДК 621.382

Шутов Д.А. Методы исследований материалов и структур: лабораторный практикум /Д.А. Шутов, Д.В. Ситанов; Иван. гос. хим.–технол. ун-т. – Иваново, 2009. - 84 с.

Лабораторный практикум содержит описание и порядок выполнения пяти базовых лабораторных работ по курсу «Методы исследований материалов и структур», входит в комплект базовых учебных пособий по данному курсу, читаемому студентам специальности 210100 «Микроэлектроника и твердотельная электроника» и посвящен изучению методов исследования электрофизических параметров, структуры, состава материалов и структур микроэлектроники.

Каждое описание лабораторной работы содержит подробное теоретическое введение, описание лабораторного оборудования, порядок выполнения работы, лабораторное задание и перечень вопросов для самоподготовки.

Авторы благодарны кафедре технологии приборов и материалов электронной техники за часть графического материала и теоретических выкладок. Отдельная благодарность доц. Титову В.А. и ст. пр. Иванову А.Н. за разработку лабораторных стендов к работам №№ 4 и 5, соответственно.

Печатается по решению редакционно-издательского совета ГОУ ВПО Ивановского государственного химико-технологического университета

Рецензенты:

кафедра математики, экономической информатики и вычислительной техники Ивановского филиала Российского государственного торгово-экономического университета;  
кандидат химических наук В.В. Васильев (Ивановская государственная текстильная академия)

© Шутов Д.А., Ситанов Д.В.  
© Ивановский государственный  
химико-технологический  
университет, 2009

## СОДЕРЖАНИЕ

Порядок прохождения практикума.....	4
Требования к отчету по работе .....	5
<b>Лабораторная работа 1.</b> Измерение удельного сопротивления полупроводниковых материалов и структур с использованием 4-х зондовой методики. Определение типа проводимости полупроводников по знаку термоЭДС с использованием термозонда.....	6
<b>Лабораторная работа 2.</b> Определение концентрации и знака основных носителей заряда в полупроводнике с использованием эффекта Холла.....	41
<b>Лабораторная работа 3.</b> Изучение профиля распределения концентрации свободных носителей зарядов по толщине полупроводника вольт-фарадным методом .....	52
<b>Лабораторная работа 4.</b> Исследование диэлектрических характеристик материалов .....	64
<b>Лабораторная работа 5.</b> Определение времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда .....	74
Список литературы .....	83

## Порядок прохождения практикума

Лабораторный практикум выполняется в соответствии с графиком и календарным планом, которые составляются на каждый учебный год. С содержанием и планом прохождения практикума, требованиями к выполнению работ, ведению лабораторного журнала и оформлению отчетов студенты знакомятся на первом вводном занятии. На этом же занятии проводится инструктаж по технике безопасности при работе в лаборатории и выдаются задания на выполнение первой лабораторной работы.

Лабораторные работы выполняются либо индивидуально, либо бригадами в составе не более двух студентов.

Необходимая для выполнения работы информация, схемы установок, результаты измерений и их предварительной обработки заносятся в индивидуальный лабораторный журнал, который ведется каждым студентом независимо от его вхождения в бригады в отдельной тетради. По окончании каждой лабораторной работы журнал подписывается преподавателем.

В конце каждого занятия студент должен получить индивидуальное задание для подготовки к очередной лабораторной работе.

Подготовка к выполнению лабораторной работы включает в себя:

- изучение теоретического материала по краткому теоретическому введению, конспектам лекций и учебной литературе, указанной в конце практикума;
- уяснение идеи метода измерений и принципов работы лабораторной установки;
- уяснение всех измеряемых в процессе работы величин, а также процедур их дальнейшей обработки для достижения конечной цели работы.

В лабораторный журнал в процессе подготовки к работе заносится следующее:

- название лабораторной задачи;
- цель работы;
- в нескольких фразах необходимо сформулировать идею метода измерений;
- привести основные расчетные формулы;
- изобразить схему экспериментальной установки с указанием основных элементов;
- привести перечень измеряемых в ходе работы величин, их обозначения и размерности.

Перед каждой работой студент проходит краткое собеседование с преподавателем для выяснения уровня готовности к выполнению работы. Результаты собеседования учитываются при выставлении оценки за выполнение работы.

В процессе выполнения работы необходимо:

- ознакомиться с экспериментальной установкой, правилами эксплуатации конкретных измерительных приборов;
- указать на схеме в лабораторном журнале марки используемых измерительных приборов;
- составить план проведения измерений и согласовать его с преподавателем;
- подготовить в лабораторном журнале таблицы для записи результатов измерений;
- выполнить все запланированные измерения, включая опыты, направленные на проверку воспроизводимости результатов. При этом результаты измерений заносятся в лабораторный журнал без каких-либо преобразований и расчетов;
- произвести обработку результатов; построить графики (если это необходимо); предъявить результаты измерений и расчетов преподавателю. Все расчеты заносятся в лабораторный журнал.

### **Требования к отчету по работе**

Отчет по работе предоставляется на следующем после выполнения данной лабораторной работы занятии. Он оформляется не в лабораторном журнале, а на отдельных листах. Отчет должен включать в себя название работы; ее цель; краткое теоретическое введение; схему экспериментальной установки с указанием типов измерительных приборов; первичные результаты измерений в виде таблиц; графики, отражающие полученные зависимости; результаты обработки первичных данных и примеры вычислений; выводы; список использованной литературы. Полученные в работе результаты следует сравнить с данными, представленными в приложениях к работе или в соответствующих справочниках. Каждый отчет должен быть подписан автором.

После проверки отчета преподавателем студент сдает коллоквиум по выполненной работе, на котором обсуждаются как теоретические вопросы, так и процедуры измерений и обработки результатов, анализируются источники погрешностей.

За отчет по работе и за коллоквиум выставляются отдельные оценки.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1  
**ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР С  
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ 4-Х ЗОНДОВОЙ МЕТОДИКИ.  
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА ПРОВОДИМОСТИ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПО ЗНАКУ ТЕРМОЭДС С  
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕРМОЗОНДА**

**Цели работы:**

1. Изучить теоретические основы зондовых методов для определения величины удельного сопротивления полупроводниковых материалов и структур.
2. Более подробно ознакомиться с четырехзондовой методикой измерения величины удельного сопротивления полупроводниковых образцов.
3. Определить удельное сопротивление исследуемого образца с использованием четырехзондовой методики.

**Теоретическое введение**

В технологии микроэлектроники для определения величины удельного сопротивления полупроводниковых материалов и структур широкое распространение получили зондовые методы. Их преимущественное применение обусловлено:

- высокими метрологическими показателями;
- простотой конструкции измерительных средств;
- возможностью проведения измерений удельного сопротивления объемных монокристаллов, полупроводниковых пластин, а также полупроводниковых слоев, в том числе, диффузионных, ионно-имплантированных и эпитаксиальных.

Зондовые методы применяются для измерения удельного сопротивления *монокристаллов и пластин* в диапазоне  $10^{-4}$ – $5 \cdot 10^3$  Ом·см, *эпитаксиальных и диффузионных* слоев в диапазоне поверхностного сопротивления  $1$ – $5 \cdot 10^5$  Ом.

**1. Четырехзондовый метод**

Четырехзондовый метод основан на явлении растекания тока в точке контакта металлического острия зонда с полупроводником. На поверхности образца, чаще всего вдоль одной линии размещаются четыре зонда (рис. 1). Через одну пару контактов (чаще всего это крайние зонды 1, 4) пропускают ток  $I$ , а между двумя другими контактами (внутренними зондами 2, 3) измеряют разность потенциалов  $U$ .

В общем случае расположение зондов на поверхности образца может быть произвольным, однако существуют некоторые общие рекомендации, согласно которым удобно располагать зонды либо в линию на одинаковом расстоянии друг от друга, либо по вершинам квадрата. Причем желательно располагать зонды от торцов образца на расстоянии не менее пятикратного расстояния между зондами.

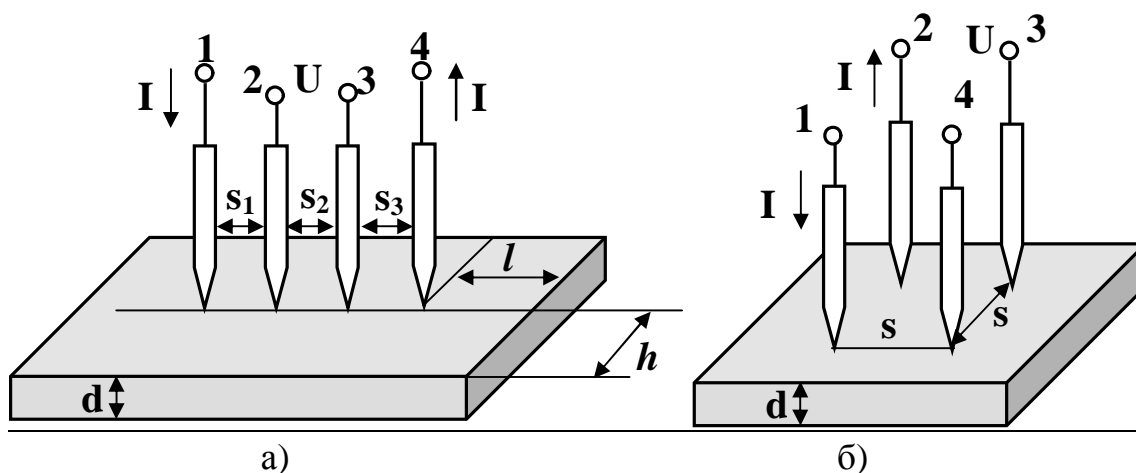


Рис.1. Схемы расположения зондов при реализации четырехзондовой методики:

- а - расположение зондов 1-4 в линию,
- б - расположение зондов 1-4 по вершинам квадрата.

### 1.1 Объемные монокристаллы

К объемным монокристаллам чаще всего относят полупроводниковые слитки, а в общем случае образцы для которых характерны следующие соотношения геометрических размеров по отношению к расстоянию между зондами:  $d, l, h \gg s_1, s_2, s_3$  (рис. 1). Растекание тока в полупроводнике в данном случае будет иметь сферическую симметрию.

Определим значение электрического потенциала в точке соприкосновения зонда с полупроводниковой пластиной, выразив его через величину удельного сопротивления материала  $\rho$ .

Итак,

$$E = dj/dx = Jr, \quad (1)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля;

$j$  – электрический потенциал;

$x$  – пространственная координата;

$J$  – плотность тока;

$r$  – удельное сопротивление.

При этом плотность сферически распространяющегося тока в полупроводнике будет равна:



$$J = I / 1/2 S_{сферы} = I / 2pr^2. \quad (2)$$

То есть,

$$dj / dr = - Ir / 2pr^2. \quad (3)$$

Знак минус в уравнении (3) свидетельствует об уменьшении потенциала при продвижении в глубь полупроводника. Стоит отметить, что потенциал на поверхности полупроводника может быть найден путем интегрирования выражения (3):

$$j_1 = \int_{r_0}^r \left(-\frac{Ir}{2px^2}\right) dx = \frac{Ir}{2pr} + A, \quad (4)$$

здесь в постоянную « $A$ » кроме всех прочих постоянных вошла величина  $r_0$ , как начальная координата, соответствующая поверхности полупроводника.

Потенциалы в точках контакта внутренних (потенциальных) зондов с полупроводником вычисляются сложением потенциалов от обоих токовых зондов с учетом их знака, определяемого направлением тока (см. рис. 1):

$$j_2 = (Ir/2p)[1/s_1 - 1/(s_2 + s_3)] + A, \quad (5)$$

$$j_3 = (Ir/2p)[1/(s_1 + s_2) - 1/s_3] + A.$$

Таким образом, разность потенциалов между внутренними зондами  $U$  будет равна:

$$U = j_2 - j_3 = (Ir/2p)[1/s_1 - 1/(s_2 + s_3) + 1/s_3 - 1/(s_1 + s_2)]. \quad (6)$$

Из выражения (6) напрямую следует основная расчетная формула четырехзондового метода:

$$r = \frac{2p}{1/s_1 - 1/(s_2 + s_3) + 1/s_3 - 1/(s_1 + s_2)} \frac{U}{I}. \quad (7)$$

На практике межзондовые расстояния делают равными, то есть обеспечивают условие  $s_1 = s_2 = s_3 = s$ , и формула метода упрощается:

$$r = 2psU / I = F_i^* sU / I \quad (8)$$

Для пропускания тока и измерения напряжения можно использовать различные пары зондов, при этом множитель  $F_i^*$  будет принимать разные значения. В таблице 1 приведены поправочные коэффициенты  $F_i^*$  для всех возможных комбинаций включения токовых и потенциальных зондов, располагаемых в линию.

Из таблицы 1 видно, что предпочтительными являются первые две схемы включений, так как они обеспечивают наибольшее регистрируемое напряжение.

В ряде случаев, когда необходимо проводить измерения на образцах малого размера, используют более компактную схему размещения зондов по вершинам квадрата со стороной  $s$  (см. рис. 1,б). Ток пропускают через зонды, образующие одну из сторон квадрата, например 1 и 2, а разность потенциалов измеряют на другой паре зондов 3 и 4.

Таблица 1

Значения поправочных коэффициентов  $F_i^*$

Зонды		Коэффициент $F_i^*$
токовые	потенциальные	
1-4	2-3	$2\pi$
2-3	1-4	$2\pi$
1-3	2-4	$3\pi$
2-4	1-3	$3\pi$
1-2	3-4	$6\pi$
3-4	1-2	$6\pi$

Удельное сопротивление в этом случае при измерении на полубесконечных образцах вычисляют по формуле:

$$r = (2ps / (2 - \sqrt{2})) \frac{U}{I}. \quad (9)$$

Приведенные выше формулы четырехзондового метода справедливы только для массивного (полубесконечного) образца. На практике измеряемые образцы имеют конечные геометрические размеры. Если удаленность зондов от границ образца становится соизмеримой с межзондовым расстоянием, то измеренное удельное сопротивление образца будет содержать ошибку. В общем случае для вычисления истинного значения удельного сопротивления в формулы четырехзондового метода следует вводить поправочные коэффициенты, учитывающие геометрические размеры образца (см. раздел “Погрешности четырехзондовых методов”).

## 1.2. Полупроводниковые пластины

Если толщина образца мала по сравнению с межзондовым расстоянием, т. е.  $d \ll s$ , а границы его удалены в бесконечность -  $h, l \gg s$ , то растекание тока в полупроводнике имеет цилиндрическую симметрию, и выражение для плотности тока запишется следующим образом:

$$J = I / S_{\text{цилиндра}} = I / 2\pi r d, \quad (10)$$

где  $r$  и  $d$  – соответственно радиус и высота цилиндра, по поверхности которого растекается ток.

То есть, выражение 3, в данном случае, следует записать следующим образом:

$$dj / dr = - Ir / 2pr. \quad (11)$$

При линейном расположении зондов потенциал на поверхности полупроводника может быть найден путем интегрирования выражения (11):

$$j = \int_{r_0}^r \left(-\frac{Ir}{2pdx}\right) dx = -\frac{Ir \ln(r)}{2pd} + A. \quad (12)$$

Используя аналогичный подход, как и в случае объемного монокристалла, можно записать разность потенциалов между внутренними зондами и из этого соотношения выразить величину удельного сопротивления полупроводниковой пластины:

$$r = -\frac{2pd}{\ln[s_1 s_3 / (s_1 + s_2)(s_2 + s_3)]} \frac{U}{I}. \quad (13)$$

Если межзондовые расстояния равны, т. е.  $s_1 = s_2 = s_3 = s$  (см. рис. 1,а), то формула (13) упрощается:

$$r = pd \frac{1}{\ln 2} \frac{U}{I} = G_i d \frac{U}{I} = R_{нов} d \quad (14)$$

Множитель  $R_{нов}$  называется поверхностным сопротивлением пластины.

Как и в предыдущем случае для пропускания тока и измерения напряжения можно использовать различные пары зондов. При этом поправочный множитель  $G_i^*$  в выражении (14) будет принимать разные значения. В таблице 2 приведены численные значения коэффициента  $G_i^*$  для всех возможных комбинаций включения токовых и потенциальных зондов.

Таблица 2

Значения поправочных коэффициентов  $G_i$

Зонды		коэффициент $G_i$
токовые	потенциальные	
1-4	2-3	$\pi/\ln 2 = 4,5324$
2-3	1-4	$\pi/\ln 2 = 4,5324$
1-3	2-4	$2\pi/(\ln 3 - \ln 2) = 15,50$
2-4	1-3	$2\pi/(\ln 3 - \ln 2) = 15,50$
1-2	3-4	$2\pi/(\ln 4 - \ln 3) = 21,84$
3-4	1-2	$2\pi/(\ln 4 - \ln 3) = 21,84$

При расположении зондов по вершинам квадрата удельное

сопротивление полупроводниковой пластины вычисляется следующим образом:

$$r = 2pd \frac{1}{\ln 2} \frac{U}{I} = G_s d \frac{U}{I} = R_{ног} d . \quad (15)$$

Если геометрические размеры тонкой пластины соизмеримы с межзондовым расстоянием, то в выражение (15) необходимо вводить дополнительные поправочные коэффициенты (см. раздел “Погрешности четырехзондовых методов”).

### 1.3. Эпитаксиальные слои и слоистые структуры

Четырехзондовый метод может быть применен для измерения поверхностного или удельного сопротивления (проводимости) слоя полупроводника в двухслойной структуре, например диффузионного, ионно-имплантированного на поверхности пластины, или эпитаксиального слоя на подложке с отличающейся величиной или типом проводимости (рис. 2).

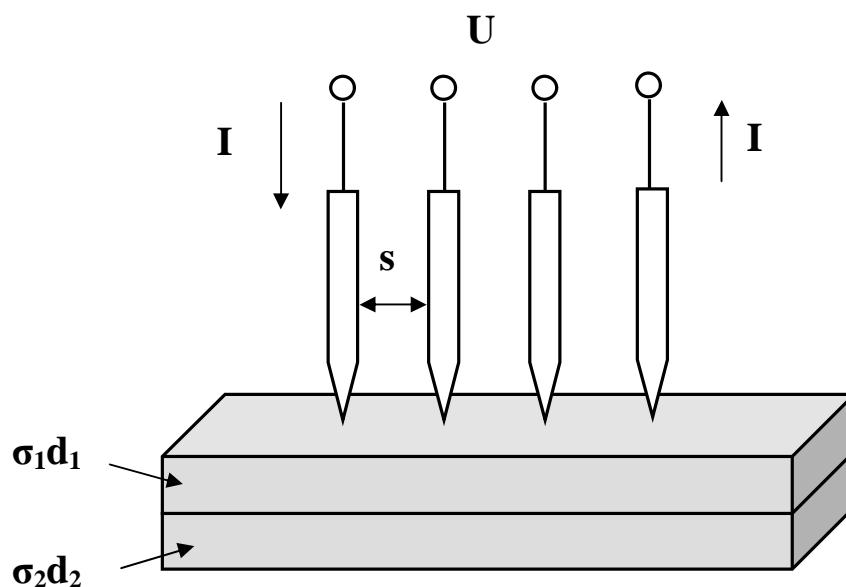


Рис.2. Реализация четырехзондовой методики для исследования слоистых структур

Если реализуется условие  $s \gg d_1$  и  $d_2$  (см. рис. 2), а границы образца удалены в бесконечность, то два слоя структуры по отношению к токовым зондам оказываются включенными параллельно и будут выполняться следующие соотношения:

- для расположения зондов в линию:

$$(S_1 d_1 + S_2 d_2)^{-1} = p(1/\ln 2) U/I; \quad (16)$$

- зондов по вершинам квадрата:

$$(S_1 d_1 + S_2 d_2)^{-1} = 2p(1/\ln 2) U/I. \quad (17)$$

Если проводимость одного из слоев (например, первого) настолько велика, что  $s_1 d_1 \gg s_2 d_2$ , то второй слой не будет оказывать влияния на прохождение тока в структуре, и в результате измерений определится удельное сопротивление только первого слоя. То есть:

- для расположения зондов в линию:  $r_l = \rho d_1 (1/\ln(2)) U/I$ ; (18)

- зондов по вершинам квадрата:  $r_l = 2\rho d_1 (1/\ln(2)) U/I$ . (19)

Если слои имеют разный тип проводимости, то образующийся на их границе *n-p*-переход, будет препятствовать прохождению тока в нижний слой. Это позволяет с помощью формул (18) и (19) вычислить удельное сопротивление верхнего слоя. При этом, как и в случае измерения удельного сопротивления пластин, в эти формулы необходимо вводить поправочные коэффициенты, учитывающие влияние геометрической формы, размеры слоев и краевых эффектов.

### Погрешности четырехзондового метода

#### I. Влияние краевых эффектов и геометрии образцов.

Формулы (7-9) справедливы только для полубесконечных образцов, для которых любой из их геометрических размеров существенно превышает расстояние между зондами, т.е.  $d, l, h \gg s_1, s_2, s_3$  или  $s$  (для случая равного расстояния между зондами).

Формулы (13-15) строго выполняются лишь для тонких полупроводниковых пластин, для которых  $d \ll s$ , а остальные же геометрические размеры должны существенно превышать расстояние между зондами, то есть  $h, l \gg s$ .

На практике измеряемые образцы имеют конечные размеры, и вышеперечисленные условия не выполняются. Поэтому в общем случае для вычисления истинного значения удельного сопротивления в формулы четырехзондового метода вводят поправочные коэффициенты, определяемые поправочными функциями. Поправочные функции зависят от геометрии образца, расположения зондов относительно его границ, граничных условий и электрических характеристик многослойных структур.

Обозначим поправочные коэффициенты как  $F_l$  – для случая линейного расположения зондов и  $F_s$  – для расположения зондов по вершинам квадрата и рассмотрим основные частные случаи, связанные с необходимостью введения поправок в аналитические выражения величины удельных сопротивлений образцов.

#### Случай линейного расположения зондов.

а) Линия зондов перпендикулярна границе  $l \approx s$ , а  $d, h \gg s$ :  
-для непроводящей границы:

$$F_{l_1}(l/s) = [1 + s/(2l + s) - s/(2l + 2s) - s/(2l + 4s) + s/(2l + 5s)]^{-1}. \quad (20)$$

-для проводящей границы:

$$F_{l_2}(l/s) = [1 - s/(2l + s) + s/(2l + 2s) + s/(2l + 4s) - s/(2l + 5s)]^{-1}. \quad (21)$$

б) Линия зондов параллельна границе  $h \approx s$ , а  $d, l \gg s$ :

-для непроводящей границы:

$$F_{l_3}(h/s) = [1 + 2/\sqrt{1 + (2h/s)^2} - 1/\sqrt{1 + (h/s)^2}]^{-1} \quad (22)$$

-для проводящей границы:

$$F_{l_4}(h/s) = [1 - 2/\sqrt{1 + (2h/s)^2} + 1/\sqrt{1 + (h/s)^2}]^{-1} \quad (23)$$

Наиболее типичные значения поправочных функций (поправочных коэффициентов), рассчитанных с использованием выражений (20-23) приведены в таблице 3.

Таблица 3

Поправочные функции  $F_l$  для линейного расположения зондов

$l/s, h/s$	$F_{l_1}(l/s)$	$F_{l_2}(l/s)$	$F_{l_3}(h/s)$	$F_{l_4}(h/s)$
0	0,69	1,82	0,5	$\infty$
0,2	0,79	1,365	0,533	8,07
0,5	0,882	1,182	0,658	2,08
1,0	0,947	1,060	0,842	1,232
2,0	0,992	1,010	0,965	1,038
5,0	0,996	1,004	0,997	1,003
10,0	0,9995	1,0005	0,9996	1,0004

в) Образец имеет большие размеры в плоскости, но его толщина соизмерима с межзондовым расстоянием,  $d \approx s$ , а  $l, h \gg s$  (данная ситуация типична для относительно толстых пластин - после предварительно шлифовки и полировки). Ясно, что в общем выражение для  $\rho$  поправочная функция  $F_l(d/s)$  должна войти в качестве делителя. В таблице 4 приведены поправочные коэффициенты для образцов с непроводящей (рис. 3,а) и проводящей (рис. 3,б) нижними гранями, соответственно для наиболее типичных значений  $d/s$ . На рис. 3 поправочные коэффициенты для тонкого образца представлены в графическом виде.

Таблица 4

Поправочные коэффициенты  $F_{l_5}^{-1}(d/s), F_{l_6}^{-1}(d/s)$  для линейного расположения зондов и условия  $d \approx s$ , а  $l, h \gg s$

$d/s$	$F_{l_5}^{-1}(d/s)$	$F_{l_6}^{-1}(d/s)$
0,1	13,863	0,0000019
0,2	6,936	0,00342
0,5	2,78	0,228
1,0	1,504	0,683
2,0	1,094	0,933
5,0	1,007	0,9948
10,0	1,00045	0,9993

*Примечани.* В таблице значения поправочных коэффициентов приведены в виде делителей  $F_i^{-1}(d/s)$ , в связи с этим в выражение для  $\rho$  величины, указанные в таблице, должны входить в виде множителя.

Из таблиц 3 и 4 следует, что вклад краевых эффектов в погрешность измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом при линейном расположении зондов составляет менее 0,5%, если удаленность зондов от границ образца превышает пятикратное значение межзондового расстояния. Поэтому, при практическом применении четырехзондового метода необходимо стремиться к выполнению условия  $d/s, h/s, l/s > 5$ .

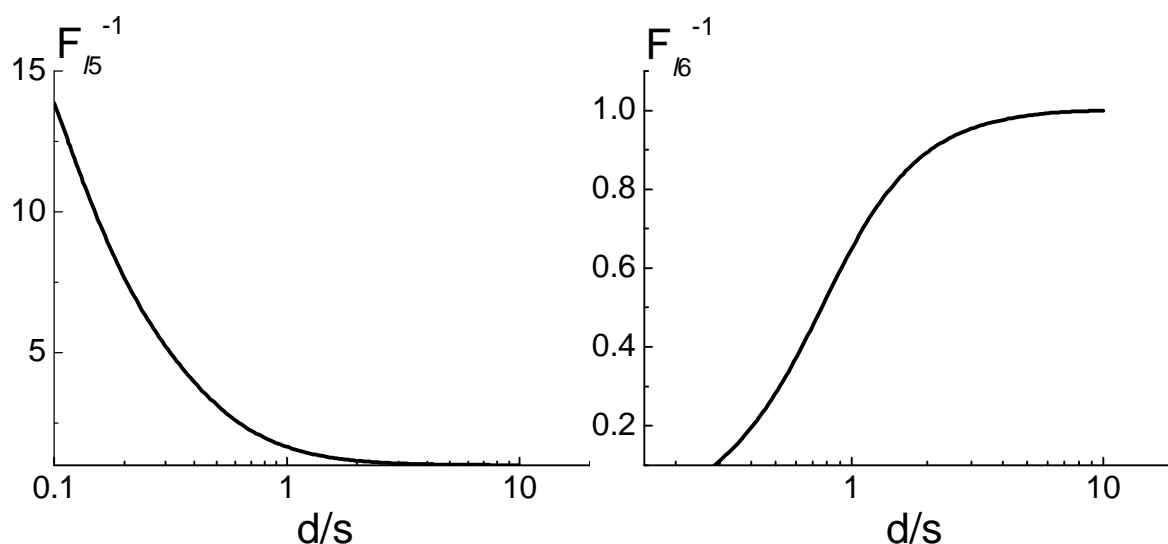


Рис.3. Поправочные делители  $F_{l_5}^{-1}(d/s), F_{l_6}^{-1}(d/s)$  четырехзондового метода для тонких образцов с непроводящей (а) и проводящей (б) нижними границами

Расположение зондов по вершинам квадрата (Для данного случая общее обозначение поправочной функции выберем  $F_s$ )

а) Линия, соединяющая токовые зонды, перпендикулярна границе и ближайший к границе зонд удален от нее на расстояние  $l$ :

- для непроводящей границы (24)

$$F_{s_1}(l/s) = \frac{2 - \sqrt{2}}{2 - \sqrt{2} + 1/\sqrt{1 + (2l/s)^2} - 2/\sqrt{1 + (1 + 2l/s)^2} + 1/\sqrt{1 + (1 + 2l/s)^2} - 1/\sqrt{1 + (2 + 2l/s)^2}}$$

- для проводящей границы (25)

$$F_{s_2}(l/s) = \frac{2 - \sqrt{2}}{2 - \sqrt{2} - 1/\sqrt{1 + (2l/s)^2} + 2/\sqrt{1 + (1 + 2l/s)^2} - 1/\sqrt{1 + (1 + 2l/s)^2} + 1/\sqrt{1 + (2 + 2l/s)^2}}$$

б) Линия, соединяющая токовые зонды, параллельна границе и удалена от нее на расстояние  $l+s$ :

- для непроводящей границы:

$$F_{s_3}(l/s) = \frac{2 - \sqrt{2}}{2 - \sqrt{2} + 2(1 + 2l/s) - 2/\sqrt{1 + (1 + 2l/s)^2}}; \quad (26)$$

- для проводящей границы:

$$F_{s_4}(l/s) = \frac{2 - \sqrt{2}}{2 - \sqrt{2} - 2(1 + 2l/s) + 2/\sqrt{1 + (1 + 2l/s)^2}}. \quad (27)$$

Функции  $F_{s_1}(l/s), F_{s_2}(l/s)$  показаны на рис. 4, а.

Функции  $F_{s_3}(l/s), F_{s_4}(l/s)$  показаны на рис. 4, б.

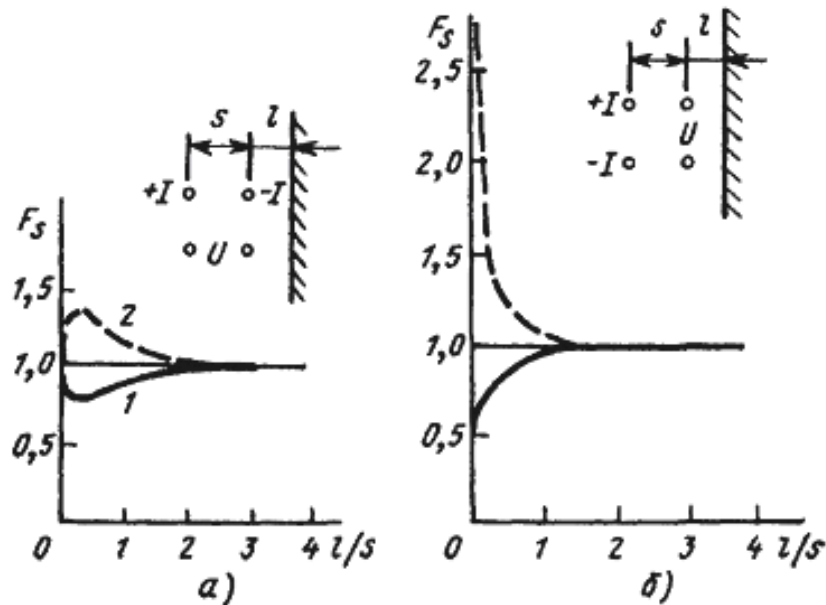


Рис. 4. Поправочные функции  $F_s$  четырехзондового метода с расположением зондов по вершинам квадрата при ориентировании линии токовых зондов перпендикулярно (а) и параллельно (б) границам:

1 - (сплошная линия) -  $F_{s_1}(l/s), F_{s_2}(l/s)$  - для непроводящей границы;

2 - (пунктир) -  $F_{s_3}(l/s), F_{s_4}(l/s)$  - для проводящей.



В специальной литературе можно найти значения поправочных функций для полупроводниковых слитков различной формы, образцов в форме диска, прямоугольного параллелепипеда и т.д. С практической точки зрения целесообразно отдельно рассмотреть случай бесконечно тонкой пластины, размеры которой соизмеримы с межзондовым расстоянием.

1. При размещении зондов, расположенных в линию, в центре круглой тонкой пластины поправочная функция будет иметь следующий вид:

$$G_i = \frac{\rho}{\ln 2 + \ln[(1 + 3s^2 / D^2) / (1 - 3s^2 / D^2)]}, \quad (28)$$

где  $D$  – диаметр пластины;

$s$  – межзондовое расстояние;

*Примечание: порядок следования токовых и потенциальных зондов соответствуют рис. 1,а.*

В таблице 5 приведены вычисленные по выражению (28) значения поправочного коэффициента  $G_i$  для выборочных значений  $s/D$ . Заметим, что для случая тонкой пластины малых размеров коэффициенты  $G_i$  из таблицы 5 будут отличаться от таковых, приведенных в таблице 2.

Таблица 5

Поправочные коэффициенты  $G_i$  для круглых пластин

$s/D$	$G_i$	$s/D$	$G_i$	$s/D$	$G_i$
0	4,532	0,035	4,485	0,07	4,348
0,005	4,531	0,04	4,470	0,075	4,322
0,01	4,528	0,045	4,454	0,08	4,294
0,015	4,524	0,05	4,436	0,085	4,265
0,02	4,517	0,055	4,417	0,09	4,235
0,025	4,508	0,06	4,395	0,095	4,204
0,03	4,497	0,065	4,732	0,1	4,171

2. Для прямоугольных образцов, когда зонды, расположенные в линию, размещаются в центре образца, имеющего длину «а» и ширину «b», и линия зондов ориентирована вдоль осевой линии, параллельной наибольшей стороне «а», значения  $G_i$  приведены в таблице 6.

Таблица 6

Поправочные коэффициенты  $G_i$  для прямоугольных образцов с непроводящими ограничивающими поверхностями

$b/s$	Прямоугольный образец длиной $a$ и шириной $b$			
	$a/b=1$	$a/b=2$	$a/b=3$	$a/b \geq 4$
1,0			0,9988	0,9994
1,25			1,2467	1,2248
1,5		1,4788	1,4893	1,4893
1,75		1,7196	1,7238	1,7238
2,0		1,9454	1,9475	1,9475
2,5		2,3532	2,3541	2,3541
3,0	2,4575	2,7000	2,7005	2,7005
4,0	3,1137	3,2246	3,2248	3,2248
5,0	3,5098	3,5749	3,5750	3,5750
7,5	4,0095	4,0361	4,0362	4,0362
10	4,2209	4,2357	4,2357	4,2357
15	4,3882	4,3947	4,3947	4,3947
20	4,4516	4,4553	4,4553	4,4553
40	4,5120	4,5129	4,5129	4,5129
$\infty$	4,5324	4,5324	4,5324	4,5324

*Примечание. Порядок следования токовых и потенциальных зондов соответствует рис. 1,а.*

3. При измерении круглых образцов тонких пластин с расположением зондов по вершинам квадрата для случая их размещения в центре пластины поправочная функция  $G_s$  будет соответствовать выражению:

$$G_s = \frac{2p}{\ln 2 + \ln[(1 + 2s^2 / D^2) / (1 + 4s^2 / D^2)]}$$

4. При измерении квадратных тонких пластин с расположением зондов по вершинам квадратов поправочная функция  $G_s$  имеет вид, показанный на рис. 5.

Видно, что данная функция слабо зависит от угла поворота  $\varphi$  диагонали зондового квадрата. Максимальное расхождение в значениях  $G_s$  наблюдается при изменении  $\varphi$  в интервале  $0 - 45^\circ$  и превышает 5% лишь в узком интервале  $s/a$ , где  $a$  длина стороны квадратного образца.

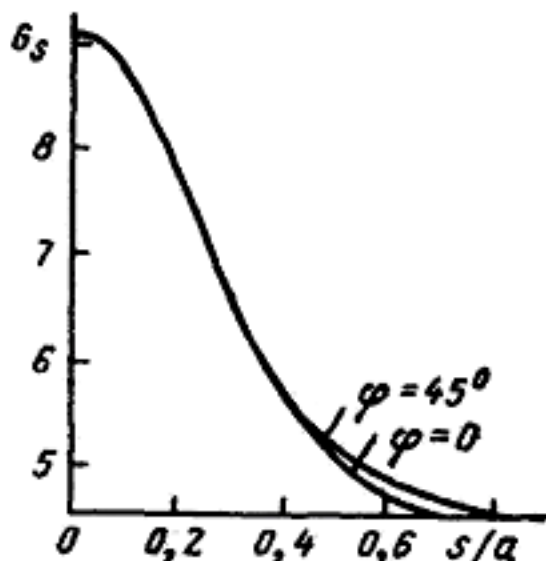


Рис.5. Поправочная функция  $G_s$  четырехзондового метода с расположением зондов по вершинам квадратов для квадратной тонкой пластины со стороной  $a$

Если условие  $d \ll s$  для рабочей пластины не выполняется, то в формулы (14, 15) необходимо ввести дополнительные поправочные коэффициенты, учитывающие влияние этого геометрического фактора -  $G_i^*$  и  $G_s^*$ , соответственно:

$$r = G_i G_i^* d \frac{U}{I}, \quad (29)$$

$$r = G_s G_s^* d \frac{U}{I}. \quad (30)$$

Численные значения поправочной функции  $G_i^*(d/s)$  для линейного расположения зондов в случае непроводящих поверхностей пластины приведены в таблице 7.

Таблица 7

$d/s$	0,4	0,5	0,6	0,7	1,0	2,0
$G_i^*(d/s)$	0,999	0,997	0,992	0,982	0,921	0,6336

Видно, что систематическая погрешность измерения удельного сопротивления из-за неучета влияния толщины пластины не превышает 0,5%, если выполняется условие  $d/s \leq 0,5$ .

В случае измерений на слоистых структурах по аналогии с измерениями удельного сопротивления пластин в выражения (18, 19) также часто вводят поправочные функции  $G_i$ ,  $G_s$ ,  $G_i^*$ ,  $G_s^*$ .

Рассмотрим кратко остальные источники погрешностей определения удельного сопротивления.

**II.** Размер контактной площадки. При выводе формулы для расчета удельного сопротивления предполагалось, что контакт зонда с поверхностью полупроводника точечный. На практике это условие никогда не выполняется, и в результате измерения вносится систематическая погрешность.

**III.** Расстояние между зондами. Так как сопротивление полупроводникового материала значительно по сравнению, например, с металлом, то даже при незначительном расстоянии между зондами могут фиксироваться ощутимые падения напряжения. В связи с этим невозпроизводимость расстояния между зондами также вносит случайную погрешность в измерения величины удельного сопротивления.

**IV.** Напряжение. Погрешность измерения напряжения определяется главным образом влиянием контактных сопротивлений. Сопротивление контактов может в  $10^3$  -  $10^4$  раз превышать сопротивление объема материала измеряемого образца. Чтобы избежать появления в измеряемой разности потенциалов составляющих, обусловленных падением напряжения на контактных сопротивлениях, необходимо исключить прохождение тока через потенциальные зонды. Для этого рекомендуется использовать вольтметр с входным сопротивлением  $10^8$  Ом и более. Сопротивление изоляции между зондами, а также между каждым зондом и любым элементом конструкции измерительного прибора должно быть не менее  $10^9$  Ом.

**V.** Ток. При прохождении тока образец может нагреваться. Температурный коэффициент сопротивления полупроводников достигает  $0,009 \text{ K}^{-1}$ , поэтому изменение температуры образца приведет к значительным изменениям удельного сопротивления. Кроме того, вследствие неравномерного выделения тепла на контактных сопротивлениях токовых зондов возможно появление вдоль образца градиента температуры. В этом случае на потенциальных зондах возникнет дополнительная разность потенциалов из-за продольной термоЭДС. Чтобы исключить этот источник погрешности, ток через зонды выбирается минимальным, но обеспечивающим, однако, заданную точность измерения тока и напряжения. Измерения проводят при двух полярностях тока и удельное сопротивление определяют как среднее из двух полученных значений.

**VI.** Контактные сопротивления. Контактные сопротивления являются одной из основных причин, ограничивающих применение четырехзондового метода. Для широкозонных полупроводников типа  $A^3B^5$  прижимной контакт металлического зонда с поверхностью

полупроводника имеет такое большое переходное сопротивление, что зондовые методы измерения параметров таких материалов практически нереализуемы. В некоторых случаях эта трудность может быть преодолена электрической формовкой контактов разрядом конденсатора.

Чтобы ограничить влияние выпрямляющего действия контактов на погрешность измерений, зонды рекомендуется изготавливать из материалов, твердость которых превышает твердость материала измеряемого образца. В месте контакта зонда с полупроводником создается локальное механическое нарушение поверхности, при этом контактное сопротивление уменьшается, и эффект выпрямления в значительной степени ослабевает. Размер области механического разрушения материала должен быть достаточно малым, чтобы не нарушать условие точности контакта. Для этого необходимо обеспечить определенный режим работы зондовой головки, который исключал бы удары зондов о поверхность образца, поломку и быстрое изнашивание острия зондов. Рекомендуется зонды изготавливать из карбида вольфрама с углом заточки острия от  $45$  до  $150^\circ$ , нагрузка на каждый зонд не должна выходить за пределы  $1,75 \pm 0,25$  Н.

**VII.** Температура. Для исключения систематической погрешности, связанной с температурной зависимостью удельного сопротивления полупроводников, необходимо контролировать температуру в процессе измерения, а при необходимости термостатировать образец.

*При измерении удельного сопротивления эпитаксиальных слоев возникают дополнительные составляющие погрешности, связанные со спецификой объекта измерения.*

**VIII.** Расширение области объемного заряда. В эпитаксиальных структурах область  $p$ - $n$ -типа пространственного заряда изолирующего  $p$ - $n$ -перехода при пропускании тока через эпитаксиальный слой расширяется из-за возникающего обратного смещения. Если удельное сопротивление эпитаксиального слоя много больше удельного сопротивления подложки, расширение области пространственного заряда идет главным образом в направлении эпитаксиального слоя. Если не принимать во внимание этот эффект и пользоваться для расчетов удельного сопротивления формулами (18) или (19), в которых принимать в качестве  $d_1$  толщину слоя при отсутствии смещения, то результат измерения будет завышен. На высокоомных и тонких эпитаксиальных слоях эта погрешность может достигать 10 - 20% .

**IX.** Токи утечки через изолирующий  $p$ - $n$ -переход. С увеличением тока через зонды обратное смещение изолирующего  $p$ - $n$ -перехода

растет, и, следовательно, растет напряженность электрического поля в области пространственного заряда. В этих условиях изолирующие свойства *p-n*-перехода сохраняются лишь до определенных значений тока. Если ток превышает допустимые пределы, то возникают токи утечки через него, и подложка начинает оказывать шунтирующее действие. В результате этого измеряемое значение поверхностного сопротивления будет содержать систематическую ошибку.

**Х. Нагрузка на зонд.** При измерении удельного сопротивления тонких эпитаксиальных слоев возникает опасность прокалывания слоя металлическим зондом и проявления сильного шунтирующего действия подложки. Чтобы избежать этого, нагрузку на зонд необходимо выбирать достаточно малой. Рекомендуется нагрузку на зонд устанавливать в пределах  $0,3 \pm 0,03$  Н. Однако уменьшение давления на зонды может привести к возрастанию величины контактных сопротивлений, что, в свою очередь, требует увеличения входного сопротивления прибора для измерения напряжения на потенциальных зондах.

## 2. Двухзондовый метод

Двухзондовый метод применяется для измерения удельного сопротивления образцов правильной геометрической формы с известным поперечным сечением. Например, двухзондовый метод используют для контроля распределения удельного сопротивления по длине слитков полупроводниковых монокристаллов. Рабочий диапазон измеряемых значений удельного сопротивления  $10^{-3} - 4 \cdot 10^4$  Ом·см.

Схема измерений удельного сопротивления образцов двухзондовым методом показана на рис 6.

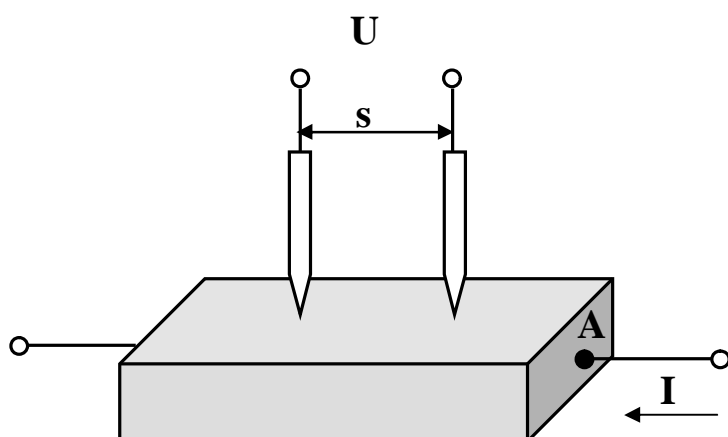


Рис.6. Измерение удельного сопротивления двухзондовым методом

Через торцевые грани образца с нанесенными на них омическими контактами пропускается электрический ток *I*. Вдоль линий тока на поверхности образца размещаются два потенциальных зонда, между

которыми измеряется разность потенциалов  $U$ . Удельное сопротивление образца при этом получают следующим образом:

$$r = \frac{AU}{sI}, \quad (31)$$

где  $A$  - площадь поперечного сечения образца,  
 $s$  - расстояние между зондами.

### Погрешности двухзондового метода

Источники погрешности двухзондового метода и способы их устранения те же, что и в случае применения четырехзондового метода, однако есть и чисто специфические.

1. Отклонения от одномерной модели. Теория метода и его рабочая формула (31) справедливы для одномерной модели прохождения тока через образец. Поэтому предполагается, что образец должен быть однороден в плоскости поперечного сечения.

Однако наличие градиентов удельного сопротивления в направлениях перпендикулярных продольной оси образца или резкие изменения сечения образца приводят к искажению эквипотенциальных поверхностей и появлению систематической погрешности, зависящей в общем случае от места расположения потенциальных зондов.

Даже при измерении однородного по сечению образца искажение эквипотенциальных линий может происходить вблизи торцевых граней, так как на практике не всегда удается получить однородный по площади омический контакт, и вследствие этого будет происходить трехмерное растекание тока. Поэтому не рекомендуется приближать потенциальные зонды к торцевым граням на расстояние, меньшее тройной ширины образца.

2. Токовые контакты. Неидеальные омические токовые контакты, получаемые на практике, являются причиной трехмерного растекания тока, что приводит к отклонению от одномерной модели прохождения тока через образец. Чтобы максимально ограничить эффект растекания тока, торцевые грани образца равномерно по всей площади шлифуются абразивным порошком и затем электролитически металлизируются медью или никелем. В ряде случаев для оперативного проведения измерений образец после шлифовки торцевых граней грубым абразивом зажимается контактными подушками, обеспечивающими однородный контакт по всей поверхности торцевой грани. В качестве контактных подушек можно использовать медную сетку на эластичной упругой основе. Абразивная обработка токовых граней позволяет также подавить инжекцию носителей в объем кристалла, снизить контактные

сопротивления и тем самым исключить влияние тепловых эффектов, связанных с неоднородным нагревом образца.

### 3. Трехзондовый метод

Метод основан на измерении напряжения пробоя точечного контакта металл - полупроводник. Появление трехзондового метода было вызвано необходимостью измерения удельного сопротивления эпитаксиальных слоев в структурах с односторонней и сильнолегированной подложкой. Четырехзондовый метод для этих целей непригоден вследствие шунтирующего действия подложки. Применение трехзондового метода может быть распространено и на объемные монокристаллы, однако из-за низких метрологических показателей по сравнению с четырехзондовым методом для этих целей он не применяется.

Действие метода ограничивается диапазоном удельных сопротивлений 0,1 - 10 Ом·см. За пределами этого диапазона резко возрастает погрешность и снижается надежность результатов измерений. Схема измерения удельного сопротивления трехзондовым методом показана на рис. 7.

На поверхности образца размещаются три зонда. Материал зондов и профиль их острия выбирают таким образом, чтобы контакты 1 и 2 были близки к омическим и имели не слишком большое переходное сопротивление, а контакт зонда 3 с полупроводником представлял собой точечный диод. К зондам 1 и 3 прикладывают пульсирующее напряжение с полярностью, соответствующей смещению точечного диода 3 в обратном направлении. С помощью зондов 2 и 3 наблюдают на экране осциллографа вольт-амперную характеристику (ВАХ) точечного диода, и по точке ее загиба в области пробоя определяют пробивное напряжение  $U_{пр}$ .

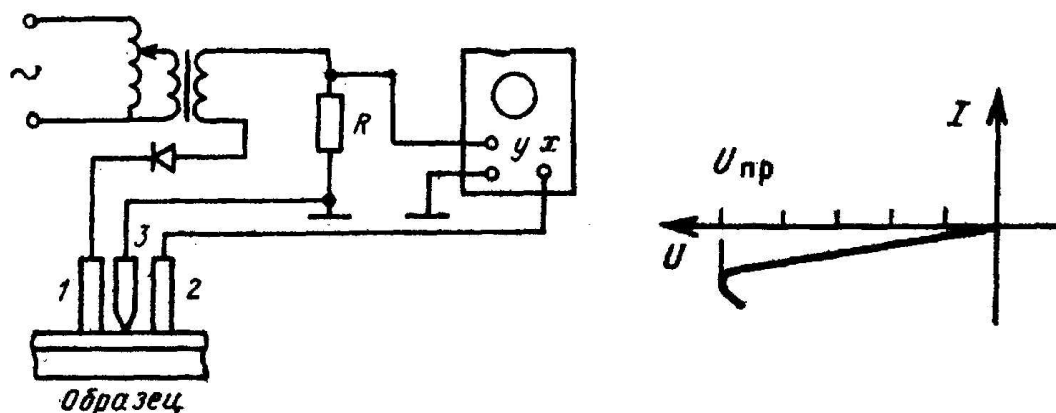


Рис. 7. Измерение удельного сопротивления трехзондовым методом по загибу ВАХ точечного контакта.



Теория трехзондового метода не разработана, поэтому для применения данной методики необходимо предварительно получить калибровочные зависимости напряжения пробоя для эталонных образцов с заведомо известными величинами удельного сопротивления. Используя данные калибровочные зависимости и результаты экспериментального измерения  $U_{np}$  получают величину удельного сопротивления исследуемого образца.

Существуют две отличные друг от друга теоретические модели, описывающие физическую сущность трехзондового метода. Во-первых, предполагается, что пробой точечного диода происходит вследствие лавинного умножения носителей в области объемного заряда обратосмещенного барьера Шотки. Во вторых, можно предположить, что пробой сопровождается сильным разогревом точечного контакта вплоть до расплавления кремния, то есть, делается вывод о преобладающем влиянии тепловых эффектов на ход ВАХ контакта. Наблюдаемый загиб на этой характеристике, который интерпретируется как пробой контакта, соответствует максимуму на температурной зависимости удельного сопротивления. Восходящая ветвь зависимости обусловлена уменьшением подвижности носителей с ростом температуры, а переход через максимум наступает при достижении собственной проводимости, когда удельное сопротивление полупроводника начинает резко падать.

Ни одна из предложенных теорий пробоя точечно-контактного барьера не объясняет в полной мере всей совокупности экспериментальных данных, указывающих на зависимость измеряемых значений пробивного напряжения от многочисленных факторов: типа проводимости полупроводника, нагрузки на зонд, площади контакта, материала зонда, длительности измерительного импульса, способа обработки поверхности образца. Поэтому трехзондовый метод не позволяет осуществлять прямые измерения удельного сопротивления и является косвенным методом, требующим градуировки по калибровочным образцам.

### **Погрешности трехзондового метода**

Погрешности трехзондового метода определяются двумя основными факторами - погрешностью измерения  $U_{np}$  и степенью адекватности условий проведения измерений условиям калибровки. Последний фактор отражает правомерность использования калибровочной кривой для расчета  $\rho$  по измеренному  $U_{np}$ . Кроме того, необходимо учитывать и дополнительные аспекты.

1. Материал зонда, профиль острия, нагрузка на зонд. Для обеспечения высокой точности измерения  $U_{np}$  ВАХ точечного контакта должна иметь четко выраженный изгиб на участке пробоя. Достигается это выбором материала зондов, формой контактирующей площадки и давлением на нее. Измерительный контакт 3 (рис. 7) должен иметь высокое переходное сопротивление, чтобы момент пробоя четко фиксировался на ВАХ. Для этого острие зонда изготавливают с малым радиусом закругления: 25-100 мкм. Значение пробивного напряжения зависит от нагрузки на измерительный зонд. С увеличением давления на зонд пробивное напряжение падает. Это происходит вследствие увеличения размеров контактной площадки в результате упругой и пластической деформации острия зонда. Чтобы ограничить случайную ошибку, связанную с невоспроизводимостью площади контакта, зонд 3 изготавливают из твердых материалов, например вольфрама, карбида вольфрама, осмия, родия, а давление на зонд строго нормируют и устанавливают по возможности минимальным, но обеспечивающим хорошую сходимость результатов измерений. Оптимальная нагрузка на измерительный зонд лежит в диапазоне 0,2-0,4 Н и должна воспроизводиться в пределах 0,05 Н. Уменьшение нагрузки до 0,05-0,1 Н приводит к возрастанию случайной погрешности вследствие невоспроизводимости контактного сопротивления. Чтобы переходные сопротивления вспомогательных контактов не оказывали заметного влияния на погрешность измерения  $U_{np}$ , зонды 1 и 2 также изготавливают из перечисленных выше твердых материалов, а давление на них увеличивают до 0,5-1,0 Н.

2. Тепловые эффекты. Мощность, выделяемая в измерительном контакте, может достигать 1 Вт. Это вызывает сильный разогрев приконтактной области вплоть до расплавления полупроводника под контактной площадкой. По этой причине измеряемое значение напряжения пробоя и сходимость результатов измерений существенно зависят от токовых режимов проведения измерений. Чтобы ограничить рассеиваемую мощность в контакте, измерения рекомендуется проводить в импульсном режиме. С уменьшением длительности импульса  $U_{np}$  растет. Эта зависимость сохраняется даже в интервале очень коротких импульсов длительностью менее 1 мкс. В связи с этим погрешность, связанная с тепловыми эффектами, будет проявляться всегда.

3. Обработка поверхности образца. Систематическая и случайная погрешности измерения зависят от способа обработки поверхности измеряемого и контрольного образцов. Механическая шлифовка и полировка поверхности снижают пробивное напряжение. По мере

уменьшения толщины нарушенного слоя путем химического или газового травления пробивное напряжение возрастает и стремится к некоторому пределу, соответствующему полному удалению нарушенного слоя. Например, травление поверхности кремния, полированной алмазной пастой АП-2, в газообразном НС1 увеличивает пробивные напряжения на 30-40%. В связи с этим, влияние способа обработки поверхности необходимо учитывать на практике в целях обеспечения единства измерений на калибровочных образцах и образцах, подлежащих контролю. Использование калибровочной кривой будет только в том случае метрологически оправданно, если способы обработки поверхности калибровочных и рабочих образцов унифицированы. Это условие не всегда выполняется. Калибровочные образцы, как правило, изготавливаются из объемных монокристаллов, поэтому их поверхность механически и химически полируется, а, например, поверхность эпитаксиального слоя, удельное сопротивление которого требуется измерить, никаким обработкам не подвергается. В этом случае будет допускаться неконтролируемая систематическая погрешность. По этой причине при подготовке калибровочных образцов целесообразно использовать травление поверхности в газообразном НС1, так как эта технологическая операция предшествует процессу эпитаксиального наращивания.

#### **4. Метод измерения сопротивления растекания в точечном контакте**

В настоящее время данный метод является, одновременно с четырехзондовой методикой, одним из распространенных методов измерения удельного сопротивления образцов. Его широкая востребованность на производстве обусловлена следующими достоинствами:

- широким диапазоном измеряемых удельных сопротивлений,
- высокой локальностью измерений:
- возможностью измерений на различных полупроводниковых слоях и эпитаксиальных структурах на однотипной и разнотипной подложках;
- возможностью контроля профиля проводимости многослойных структур и структур, имеющих неоднородное распределение проводимости по толщине (диффузионные и ионно-имплантированные слои).

Суть метода заключается в следующем. На поверхность полупроводника опускают металлический заостренный на конце зонд

и пропускают ток между зондом и отдельно созданным омическим контактом. В результате давления острия на поверхность полупроводника возникает упругая пластическая деформация, и поверхность соприкосновения приобретает форму диска радиусом « $a$ ».

Если в области контакта отсутствуют барьерные или переходные слои, т.е. контакт является омическим, его сопротивление  $R_p = r / 2a$  называется *сопротивлением растекания*.

Предполагается, что размеры области однородного удельного сопротивления полупроводника много больше размеров области соприкосновения зонда и полупроводника. Радиус контакта  $a$  обычно имеет размер от одного до нескольких микрометров и сопротивление растекания примерно на три порядка величины больше численного значения удельного сопротивления полупроводника.

Обычно используют двухзондовую или трехзондовую схему измерений (рис. 8).

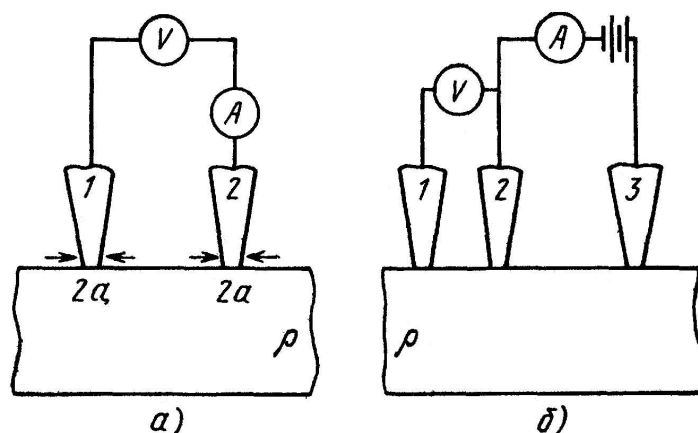


Рис. 8. Измерение сопротивления растекания по двухзондовой (а) и трехзондовой схеме (б)

При двухзондовой схеме измерения стабилизируют либо напряжение, подаваемое на зонды, либо ток, протекающий в схеме, и измеряют в первом случае, соответственно, ток, а во втором - напряжение.

При трехзондовой схеме измерения через два крайних зонда 2 и 3 пропускается ток, а напряжение измеряется между парой зондов 1 и 2 вольтметром с большим входным сопротивлением. При такой схеме измерения определяется падение напряжения на сопротивлении растекания нейтрального зонда.

Так как радиус контакта не поддается непосредственному измерению, его определяют из измеренных значений сопротивления растекания на калибровочных образцах с известным сопротивлением.

В соответствии с этим основными источниками погрешности метода являются:

1. Невоспроизводимость геометрических размеров контакта, что в свою очередь в сильной степени зависит:

- от качества обработки поверхности зонда и полупроводника;
- выбора материала зонда;
- конструкции механической системы зондового манипулятора.

2. Неомичность контакта и наличие дополнительного контактного сопротивления, обусловленного окисным слоем на поверхности полупроводника.

Указанные источники погрешности можно ограничить путем выбора специального материала для зонда и оптимального давления на зонд. Как правило, зонд изготавливают из твердого сплава типа карбида вольфрама или осмия. При определенном давлении острие зонда прокалывает поверхностный окисный слой, и для таких полупроводников, как кремний, создается удовлетворительный омический контакт в точке соприкосновения зонда с материалом.

Для получения воспроизводимой площади контакта проводят приработку острия зонда путем многократного его опускания (до 500 раз) на поверхность полупроводника. Для кремния при этом используют пластину, предварительно обработанную абразивом с размером зерна не более 5 мкм.

Для получения контакта, близкого по своим свойствам к омическому, необходимо оказывать достаточное усилие на зонд, которое может достигать  $10^2-10^3$  Н/см<sup>2</sup>. При таких давлениях возможно механическое повреждение образца. Это обстоятельство предъявляет особые требования к конструкции манипулятора, которая должна обеспечить плавное перемещение зондов строго вертикально (по нормали к поверхности), без динамических ударов и вибрации. Существенно, чтобы в момент перед соприкосновением с поверхностью образца скорость зонда уменьшалась до малых значений, не превышающих 1 мм/с.

Обычно измерения проводят при малых напряжениях (5...20 мВ) или токах ( $10^{-2}-10^{-7}$  А). При этих условиях сопротивление точечного контакта слабо зависит от величины и направления тока. Малые значения тока и напряжения устраняют также нежелательные тепловые эффекты, вызванные разогревом приконтактной области. Кроме того, электрическое поле в области контакта должно быть меньше критического значения ( $10^3-10^4$  В/см), при котором может наблюдаться снижение подвижности носителей зарядов.

Реальное значение сопротивления растекания для двухзондовой конфигурации измерительной головки определяется соотношением:

$$R_p = Kr / 2a + 2R_B, \quad (32)$$

где  $K$  – поправочный коэффициент, мало отличающийся от единицы,  $R_B$  – барьерное сопротивление.

Для германия и кремния  $R_p \gg 2R_B$ , следовательно, с достаточной степенью точности можно считать, что

$$R_p \approx Kr / 2a. \quad (33)$$

Следует обратить внимание еще на один возможный источник погрешности метода сопротивления растекания, связанный со значением и нестабильностью во времени поверхностного потенциала измеряемых образцов, от знака которого зависит возникающая на поверхности область пространственного заряда (ОПЗ). При больших  $\rho$  (более 10 Ом·см) ОПЗ оказывает заметное влияние на  $R_p$ . На практике обнаружить и учесть эту составляющую погрешности трудно, экспериментально она может проявляться в виде излома калибровочной кривой в области больших  $\rho$ . Чтобы убедиться в преимущественном влиянии поверхностных эффектов целесообразно сопоставить калибровочные кривые, построенные по результатам измерения  $R_p$  после длительной выдержки образцов на воздухе и сразу после их освежения в плавиковой кислоте. Для примера такие кривые для кремния  $n$ -типа показаны на рис. 9. Видно, что освежение приводит к искривлению калибровочной кривой в области высоких  $\rho$ . Это искривление наиболее сильно проявляется на образцах, подвергнутых газовому травлению в хлористом водороде и в меньшей степени – на образцах с финишной химико-механической полировкой. После длительного хранения на воздухе калибровочная кривая спрямляется: встроенный заряд естественного окисла создает вблизи поверхности слой, обедненный носителями заряда. Снятие окисной пленки в плавиковой кислоте приводит к образованию вблизи поверхности высокоомного кремния  $n$ -типа слоя ОПЗ, сильно обогащенного носителями заряда. По этой причине излом калибровочной кривой наиболее сильно проявляется при измерениях на образцах, освеженных в плавиковой кислоте. При механически обработанной поверхности возникает высокая плотность поверхностных состояний в запрещенной зоне полупроводника, заряд которых нейтрализует встроенный заряд окисла и колебания ОПЗ, связанные с поверхностным потенциалом.

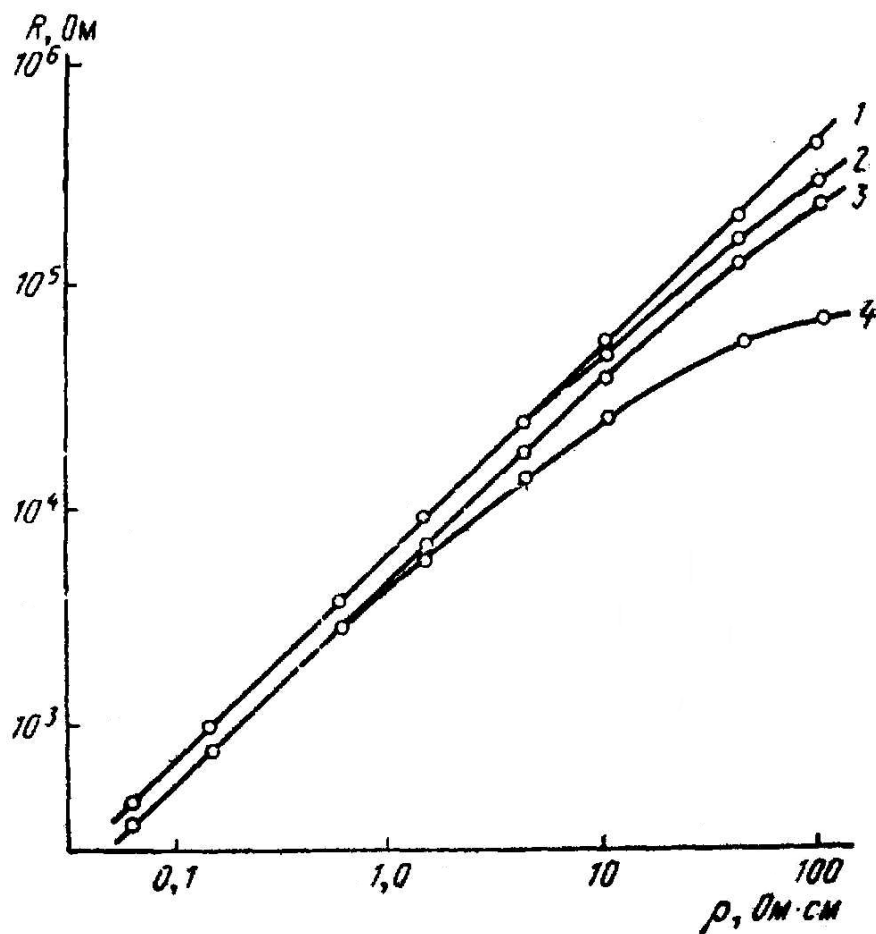


Рис. 9. Калибровочная зависимость сопротивления растекания от  $\rho$  для образцов кремния с поверхностями: 1, 2 – механически полированной, 3, 4- травленной в газообразном HCl, 1, 3 – после длительной выдержки на воздухе, 2, 4 – непосредственно после освежения в HF

В связи с вышесказанным, при измерении  $\rho$  высокоомных образцов кремния  $n$ -типа ( $\rho > 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) целесообразно применять химико-механическую полировку, а не газовое травление в HCl. Кроме того, после обработки поверхности образцы следует выдерживать на воздухе в течение, по крайней мере, нескольких часов. Аналогично для образцов кремния  $p$ -типа при длительной выдержке образцов на воздухе погрешность измерений  $R_p$  уменьшается.

### 5. ТермоЭДС в полупроводниках

Рассмотрим однородный полупроводник при наличии в нем градиента температуры. Градиент температуры вызывает в образце появление градиента концентрации носителей заряда. В результате возникает диффузионный поток носителей из области с более высокой температурой  $T_2$  в область с более низкой -  $T_1$  и связанный с

ним диффузионный электрический ток. Если внешняя цепь разомкнута, то в стационарном состоянии плотность тока во всех точках образца равна нулю. Это означает, что электрический ток, обусловленный градиентом температуры, компенсируется встречным током, возникающим во внутреннем электрическом поле, связанном с разделением зарядов. В результате в образце появляется разность потенциалов  $\epsilon$ , которая носит название термоэлектродвижущей силы (*термоЭДС*). Знак и величина термоЭДС зависят от разности температур и вида материала. Температурную зависимость термоЭДС характеризуют коэффициентом  $\alpha$ :

$$\alpha = d\epsilon/dT, \quad (34)$$

который называется дифференциальной термоЭДС (удельной термоЭДС, термоэлектрической способностью) и представляет собой термоЭДС, отнесенную к единичной разности температуры.

Поскольку в полупроводниках существуют два типа носителей зарядов противоположных знаков - электроны и дырки, градиент температуры вызывает как электронный, так и дырочный токи. Возникающая при этом термоЭДС полупроводника определяется двумя слагаемыми, каждое из которых соответствует вкладу, вносимому электронами и дырками, причем эти слагаемые имеют противоположные знаки. Для однородного невырожденного полупроводника в предположении, что рассеяние носителей заряда осуществляется на колебаниях кристаллической решетки, дифференциальная термоЭДС определяется выражением:

$$a = -\frac{k}{e} \left\{ \frac{\left[ 2 + \ln \frac{N_c}{n} \right] n m_n - \left[ 2 + \ln \frac{N_v}{p} \right] p m_p}{n m_n + p m_p} \right\}, \quad (35)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана;

$e$  - заряд электрона;

$N_c$ ,  $N_v$  - эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне;

$n$ ,  $p$  - концентрация электронов и дырок;

$m_n$ ,  $m_p$  - подвижности электронов и дырок.

Для полупроводника с электронным типом проводимости при температурах, отвечающих участку истощения примеси, когда можно пренебречь концентрацией неосновных носителей заряда - дырок, так как  $n \gg p$ , концентрация электронов равна концентрации полностью ионизированной донорной примеси ( $n \gg N_d$ ). При этом выражение (35) можно записать следующим образом:



$$\alpha = -\frac{k}{e} \left( 2 + \ln \frac{N_c}{N_d} \right). \quad (36)$$

При тех же условиях для полупроводника с дырочным типом проводимости ( $p \gg n$ ,  $p \gg N_a$ ) и из (35) следует:

$$\alpha = \frac{k}{e} \left( 2 + \ln \frac{N_v}{N_a} \right). \quad (37)$$

В соответствии с (34) термоЭДС в полупроводнике определяется как:

$$\varepsilon = \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T) dT. \quad (38)$$

При этом  $T_2 - T_1 = \Delta T > 0$ . Если разница  $\Delta T$  невелика, то можно считать, что  $\alpha(T) = \text{const}$  и

$$\varepsilon = \alpha \Delta T. \quad (39)$$

Из выражений (36) и (39) следует, что термоЭДС отрицательна для полупроводника с *электронным типом проводимости* на участке истощения примесей. В этом случае в области полупроводника с большей температурой возникает положительный объемный заряд, поскольку электроны диффундируют от горячего участка образца к холодному.

Из выражений (37) и (39) соответственно следует, что для полупроводника с *дырочным типом проводимости* при тех же условиях термоЭДС положительна. В нем, наоборот, на горячем участке возникает отрицательный объемный заряд.

Таким образом, по знаку термоЭДС можно определить тип примесной проводимости исследуемого образца. Из приведенных соотношений также видно, что величина термоЭДС примесных полупроводников уменьшается с ростом содержания примеси. В случае смешанной проводимости знак термоЭДС определяется не только соотношением концентраций носителей заряда, но и их подвижностью. В собственном полупроводнике  $n = p = n_i$ , уровень Ферми при температурах, близких к комнатной, располагается примерно в середине запрещенной зоны ( $F = (E_c - E_v)/2 = E_g/2$ ), и формула (35) приобретает вид:

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{b-1}{b+1} \left( 2 + E_g / 2kT \right), \quad (40)$$

где  $b = \mu_n / \mu_p$ ,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны.

Таким образом, величина термоЭДС собственного полупроводника определяется лишь шириной запрещенной зоны и отношением подвижностей электронов и дырок. Удельная термоЭДС у полупроводников достигает значений  $\alpha \approx 100-1000$  мкВ/К.

В металлах концентрация электронов практически не зависит от температуры, а их средняя энергия определяется как

$$\langle E \rangle = \frac{3}{5} F_0 \left[ 1 + \frac{5p^2}{12} \left( \frac{kT}{F_0} \right)^2 \right], \quad (41)$$

где  $F_0$  - уровень Ферми при температуре абсолютного нуля.

Так как для металлов  $F_0 \gg 5$  эВ, то второй член в выражении (41) мал ( $kT \approx 0,026$  эВ при  $T=300$  К). Поэтому средняя энергия электронов в металле очень слабо зависит от температуры. В силу этого термоЭДС металлов ( $\alpha \approx 1-10$  мкВ/К) значительно меньше, чем у полупроводников.

Последовательное соединение двух разнородных материалов (металла и полупроводника) образует термоэлектрическую цепь или *термопару*. Возникновение ЭДС и термоэлектрического тока в такой цепи, если температуры контактов различны, носит название *эффекта Зеебека*. Удельная термоЭДС ( $\alpha_{12}$ ) термопары, составленной из элементов 1 и 2 с коэффициентами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , есть

$$\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2. \quad (42)$$

Если один из элементов термопары полупроводник, а другой - металл, то в силу отмеченной выше сильной разницы величин  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  у этих материалов всю возникающую в цепи *металл-полупроводник-металл* термоЭДС можно относить к полупроводнику. Это позволяет определять тип проводимости полупроводника, используя для регистрации термоЭДС два металлических контакта (зонда), прижатых к поверхности полупроводниковой пластины и соединенных с чувствительным гальванометром. Один из зондов (*термозонд*) используется при этом для локального нагрева образца.

Термоэлементы используются для преобразования тепловой энергии в электрическую, а также для измерения температуры. Максимальные значения термоЭДС можно получить, составляя термопары из полупроводников с различным типом проводимости. Для получения значительных электрических напряжений отдельные термоэлементы соединяют последовательно в батареи. В результате электродвижущие силы отдельных термоэлементов складываются. КПД полупроводниковых термоэлементов достигают 15-20%.

## Схема установки и методика выполнения работы (определение удельного сопротивления образцов)

Для практической реализации методики с целью измерения удельного сопротивления образцов в лаборатории используется четырехзондовый метод. Электрическая схема установки показана на рис. 10.

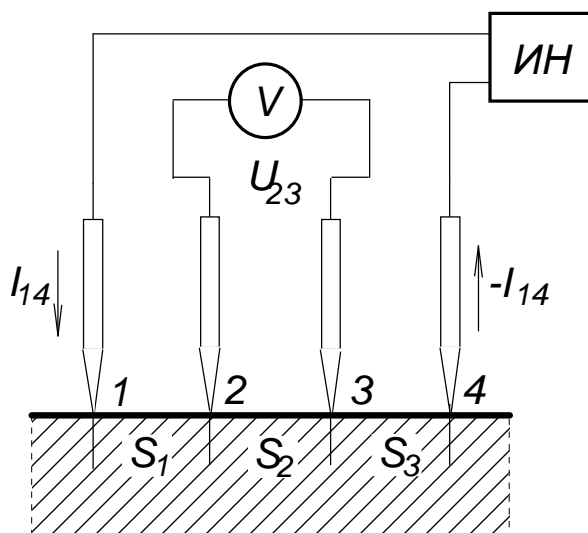


Рис.10. Электрическая схема измерения удельного сопротивления четырехзондовым методом:

*ИИ* - источник постоянного напряжения; *V* - вольтметр

Ток  $I$  от регулируемого источника постоянного напряжения *ИИ* пропускается через зонды 1 и 4. Источник питания работает в режиме стабилизации тока. Разность потенциалов между зондами 2 и 3 регистрируется цифровым вольтметром  $V$  с большим входным сопротивлением. Сила тока в цепи зондов 1 и 4 измеряется миллиамперметром.

Для уменьшения нагрева образца рабочий ток через токовые зонды должен быть выбран минимальным, но обеспечивающим необходимую точность измерений напряжения  $U$  на потенциальных зондах. Уменьшение тока также снижает погрешности, связанные с инжекцией носителей заряда в образец. Предельные значения рабочих токов и входного сопротивления вольтметра в зависимости от удельного сопротивления кремния приведены в таблице 8. Эти параметры рекомендованы стандартом.

Высокое входное сопротивление цифрового вольтметра обеспечивает пренебрежимо малый ток через измерительные зонды. При этом контактные сопротивления зондов не влияют на результат измерений. Измерение разности потенциалов производят при двух

направлениях тока и полученные значения усредняют, исключая таким образом продольную термоЭДС, которая может возникнуть на образце за счет градиента температуры. Источником погрешности могут служить фотопроводимость и фотоЭДС, возникающие под действием освещения и особенно сильно проявляющиеся в образцах с высоким удельным сопротивлением. Поэтому измерения на полупроводниках с удельным сопротивлением более  $200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  проводят при затемнении. Если конструкция зондовой головки предусматривает возможность коммутации токовых и потенциальных зондов, то рекомендуется проведение эксперимента при различных вариантах использования зондов в качестве токовых и потенциальных (результаты сравниваются между собой).

Таблица 8

Рекомендуемые значения параметров лабораторного оборудования для четырехзондового метода

Удельное сопротивление $\rho$ , Ом·см	Рабочий ток, $I$ , А	Измеряемое напряжение $U$ , В	Входное сопротивление $R$ , Ом, не менее
$10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^3$
$10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^4$
$10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^5$
1,0	$8,2 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^6$
$10^1$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^7$
$10^2$	$8,2 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^8$
$10^3$	$8,2 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^9$

Система из четырех зондов конструктивно оформлена в виде *четырёхзондовой головки*. Расстояния между зондами строго фиксированы и составляют 1,3 мм. Если смещения зондов от своего номинального положения характеризуются среднеквадратичным отклонением  $\Delta s$ , то относительная случайная погрешность измерения удельного сопротивления составляет  $\delta\rho/\rho = 2,06(2\Delta s/s)$  при доверительной вероятности 0,95.

## **Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений**

(определение удельного сопротивления образцов)

1. Собрать схему установки согласно рис.10.
2. Подготовить к измерениям цифровой вольтметр в соответствии с техническим описанием прибора и инструкцией по эксплуатации.
3. С помощью микрометра измерить толщину полупроводникового образца.
4. Образец поместить на столик установки и прижать к нему зонды.
5. Включить источник напряжения, установить заданное преподавателем значение рабочего тока, сопоставив его со значениями, приведенными в таблице 8.
6. Измерить напряжение в цепи зондов 2 и 3, выбрав необходимый диапазон измерений. Занести результаты в таблицу 9.
7. Повторить измерения, сменив направление протекания тока.
8. Выключить источник питания и рассчитать удельное сопротивление как среднеарифметическое значений, полученных при двух измерениях, различающихся направлением тока. При расчетах величин удельного сопротивления образцов использовать соотношения, приведенные выше. Необходимое выражение для расчета удельного сопротивления, а также значение поправочных функций выбрать самостоятельно, исходя из конкретных условий эксперимента и геометрии образца.
9. Повторить измерения (п.п. 4-8), помещая зондовую головку в разные участки образца при различных значениях рабочего тока, учитывая при расчетах величины удельного сопротивления влияние краевых эффектов.
10. Вычислить среднеарифметическое значение и случайную погрешность определения удельного сопротивления по результатам всех проделанных опытов при доверительной вероятности 0,95.
11. Оценить погрешность измерений, связанную с возможной неточностью определения расстояния между зондами.
12. Используя таблицу 10 сделать предположения о марке и группе исследованных образцов монокристаллического кремния общего применения.

Таблица 9

## Экспериментальные данные (четырёхзондовый метод)

Номер образца	Толщина образца $w$ , мкм	Рабочий ток, $I_{14}$ , мА	Напряжение $U_{23}$ , В	$\rho$ , Ом·см

Таблица 10

Характеристики монокристаллического кремния  
общего применения

Марка	Группа	Удельное электрическое сопротивление		Плотность дислокаций, см <sup>-2</sup>
		Диапазон номиналов, Ом·см	Предельное отклонение от номинала, %	
КДБ	1А	1...15	±15	$(2...50) \cdot 10^3$
	1Б	1...20	±20	$(2...50) \cdot 10^3$
	2Е	500...2000	±35	$5 \cdot 10^4$
	3А	0,005...1	±30;±35	$5 \cdot 10^3$
КДА	4А	0,02...0,2	±20;±25	$5 \cdot 10^4$
КЭФ	1А	1...15	±15	$(2...50) \cdot 10^3$
	1Б	1...20	±20	$(2...50) \cdot 10^3$
	2А	15...25	±15;±20	$(1...50) \cdot 10^3$
	2Б	25...45	±15;±25	$(2...5) \cdot 10^4$
	2В	40...75	±25	$5 \cdot 10^4$
	2Г	50...140	±25;±30	$(2...5) \cdot 10^4$
	2Д	100...250	±30	$5 \cdot 10^4$
	3А	0,005...1	±10;±15;±20	$(5...50) \cdot 10^3$
	3Б	0,008...1	±7	$5 \cdot 10^4$
	3В	0.005...0,1	±25	$5 \cdot 10^3$
КЭС	3В	0,005...0,1	±10;±15	$(2...50) \cdot 10^2$
КЭФЗ	5А	3...18	±30	$(2...50) \cdot 10^3$
	5Б	20...40	±30	$(2...50) \cdot 10^3$
	5В	40...120	±40	$(2...50) \cdot 10^3$

## Схема установки и методика выполнения работы

(определение типа проводимости полупроводников по знаку термоЭДС)

Принципиальная схема установки определения типа проводимости полупроводника по знаку термоЭДС показана на рис. 11. Два металлических зонда 1 и 2 прижимаются к поверхности полупроводникового образца 3. Зонд 1 (термозонд) нагревается до температуры  $353-373\text{ K}$  с помощью резистивного нагревателя 4, соединенного с источником питания 5. Гальванометр 6 с нулем посередине (нуль-гальванометр) подключен к зондам таким образом, что его положительная клемма была соединена с термозондом, а отрицательная с холодным зондом. Образец полупроводника располагается на столике, способном перемещаться в вертикальном направлении.

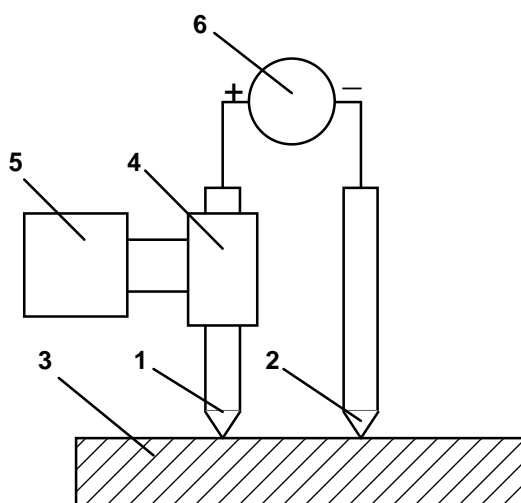


Рис.11. Схема установки для определения типа проводимости полупроводника по знаку термоЭДС:

1 – термозонд; 2 – холодный зонд; 3 – полупроводниковый образец; 4 – резистивный нагреватель; 5 – источник питания резистивного нагревателя; 6 – нуль-гальванометр

## Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

(определение типа проводимости полупроводников по знаку термоЭДС)

1. Перед началом работы необходимо проверить правильность сборки электрической цепи согласно рис. 11.

2. Получить у преподавателя несколько образцов для исследования типа проводимости.
3. Поместить образец на столик, поднять его до касания с зондами.
4. Включить источник питания нагревателя термозонда. При этом между горячим и холодным участками полупроводника появляется термоЭДС, что и вызывает отклонение стрелки гальванометра. Отклонение стрелки в положительном направлении (вправо) соответствует электронному типу проводимости (горячий зонд заряжается положительно), а отклонение в отрицательном направлении - дырочному типу проводимости (горячий зонд заряжается отрицательно).
5. Занести результаты наблюдений в лабораторный журнал, указав номер образца и тип его проводимости.

### Контрольные вопросы

#### Раздел 1. Определение удельного сопротивления образцов.

1. Перечислите и охарактеризуйте известные Вам зондовые методики определения величины удельного сопротивления полупроводниковых образцов с точки зрения их применения, надежности и погрешности измерений.
2. Опишите суть четырехзондового (двухзондового, трехзондового) метода определения удельного сопротивления полупроводников.
3. Выведите выражение для расчета удельного сопротивления четырехзондовым методом:
  - а) полубесконечного образца полупроводника,
  - б) тонкой полупроводниковой пластины при линейном расположении зондов на одинаковом расстоянии друг от друга для следующих случаев их чередования (согласно рис.1):

Номер варианта	Номера зондов в последовательности	
	токовые	потенциальные
1	1-4	2-3
2	2-3	1-4
3	1-3	2-4
4	2-4	1-3
5	1-2	3-4
6	3-4	1-2



4. Перечислите наиболее важные причины появления погрешности в измерении величины удельного сопротивления следующими методами:

- а) четырехзондовым;
- б) двухзондовым;
- в) трехзондовым.

5. Охарактеризуйте метод сопротивления растекания в сравнении со следующими методами:

- а) четырехзондовым;
- б) двухзондовым;
- в) трехзондовым.

6. С какой целью и почему в расчетные формулы для удельного сопротивления образцов конечных размеров вводятся поправки?

7. С какой целью при реализации четырехзондовой методики расстояние между зондами обычно делают одинаковыми?

8. С какой целью и почему зондовые головки для четырехзондовой методики имеют расположение зондов либо в линию, либо по вершинам квадрата?

**Раздел 2.** Определение типа проводимости полупроводников по знаку термоЭДС.

- 1. Каковы причины появления термоЭДС в полупроводниках?
- 2. От каких факторов зависит знак и величина термоЭДС в собственном и примесном полупроводнике? Как по знаку термоЭДС определить тип проводимости полупроводника?
- 3. Предложите метод определения типа проводимости с использованием двух зондов, но без термического нагрева материала.
- 4. Каков будет знак термоЭДС в собственном кремнии?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2  
**ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И ЗНАКА ОСНОВНЫХ  
НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С  
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТА ХОЛЛА**

**Цели работы:**

1. Изучить физическую сущность эффекта Холла.
2. Ознакомиться с методикой измерения ЭДС Холла.
3. Определить концентрацию и знак носителей заряда в полупроводнике на основе измерений ЭДС Холла.

**Теоретическое введение**

В лабораторной и производственной практике применяется несколько методов измерения концентрации и подвижности носителей заряда. В качестве примера можно привести методы Ван дер Пау, метод измерения подвижности по геометрическому магнитосопротивлению и т.п. Распространенным является метод, использующий *эффект Холла*.

Рассмотрим действие магнитного поля с индукцией  $\mathbf{B}$  (здесь и далее полужирным шрифтом выделены векторные величины) на движение носителей заряда в полупроводнике, по которому протекает электрический ток  $\mathbf{I}$ . Пусть образец имеет вид прямоугольного параллелепипеда, а ток течет вдоль оси  $y$  под действием электрического поля  $\mathbf{E}_y$ . Магнитное поле ( $\mathbf{B}_z$ ) направлено вдоль оси  $z$  перпендикулярно току (рис.1).

В электрическом поле носители заряда имеют составляющую скорости  $\mathbf{V}_d$  (скорость дрейфа), направленную для дырок по полю, а для электронов - против поля  $\mathbf{E}_y$ . Если носителями являются дырки, то сила Лоренца  $\mathbf{F}$ , обусловленная действием магнитного поля, отклоняет их к тыльной грани образца и на этой грани накапливается избыточный положительный заряд, а на противоположной грани останется некомпенсированный отрицательный заряд (рис. 1,а). В случае движения электронов они также будут отклоняться силой Лоренца к тыльной грани и накапливаться там, создавая отрицательный электрический заряд, а передняя грань будет заряжена положительно (рис. 1,б).

Сила Лоренца, действующая на движущийся носитель заряда, перпендикулярна векторам скорости дрейфа и индукции магнитного поля:

$$\mathbf{F} = e[\mathbf{V}_d \times \mathbf{B}]. \quad (1)$$

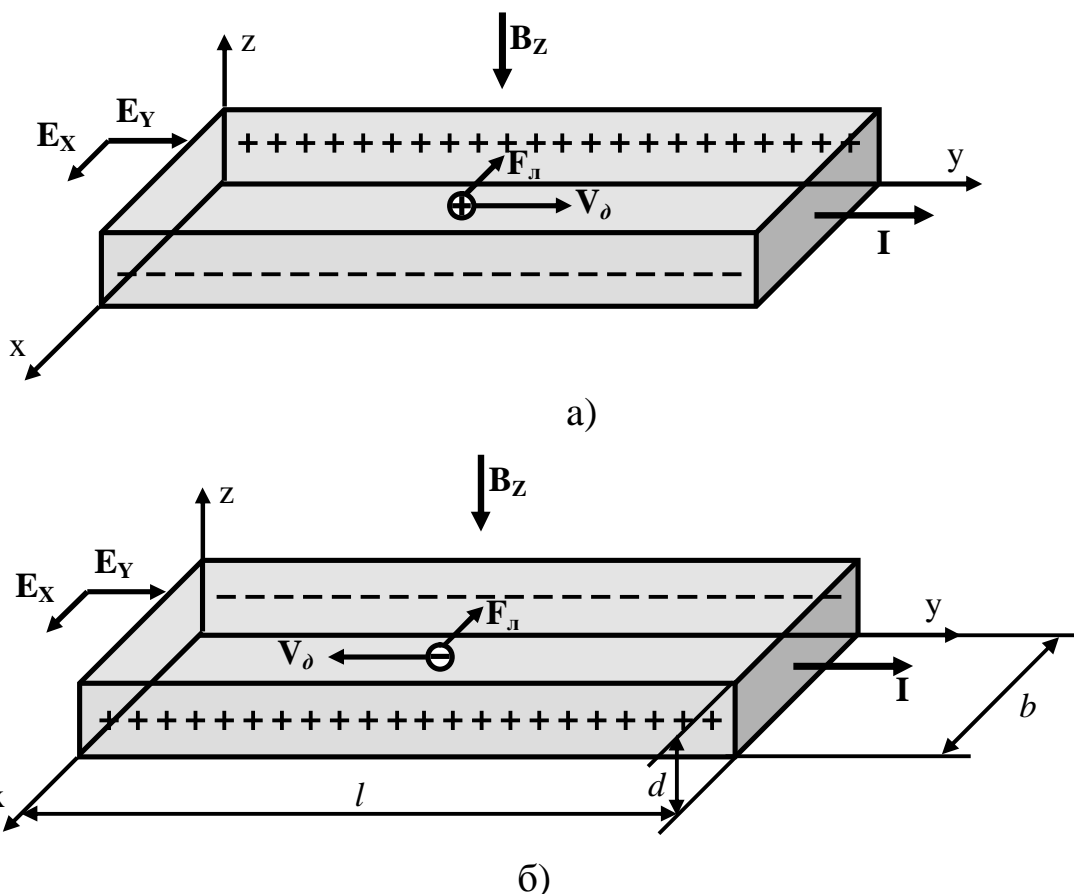


Рис.1. Схема возникновения ЭДС Холла в полупроводниках с дырочной (а) и электронной (б) проводимостью

Скорость дрейфа прямо пропорциональна напряженности поля  $E$ :

$$V_d = \mu E = \frac{e\lambda}{m^*V} E, \quad (2)$$

где  $\mu$  - подвижность,  $e$  - заряд,  $\lambda$  - средняя длина свободного пробега,  $m^*$  - эффективная масса,  $V$  - средняя скорость теплового хаотического движения носителей заряда.

Подстановка выражения (2) в (1) дает:

$$F = \frac{e^2\lambda}{m^*V} [E \times B]. \quad (3)$$

Из (3) видно, что *направление силы Лоренца не зависит от знака носителей заряда, а определяется лишь направлением векторов  $E$  и  $B$  или тока  $I$  и  $B$* . Для определения направления силы Лоренца удобно использовать *правило левой руки*: если ладонь левой руки расположить таким образом, что вектор индукции магнитного поля “входит” в ладонь, а пальцы направлены по направлению движения заряженных частиц, то отогнутый большой палец покажет направление силы Лоренца. В случаях, показанных на рис. 1, сила  $F$  направлена вдоль оси  $x$ . Значит, *под действием магнитного поля*

электроны и дырки отклоняются в одну и ту же сторону, если скорость их дрейфа определяется одним и тем же электрическим полем  $E$ . В случае смешанной проводимости, когда в переносе тока участвуют и электроны и дырки, картина усложняется. При равной концентрации и подвижности электронов и дырок, взаимная компенсация их зарядов у боковых граней образца приводит к тому, что суммарный заряд будет равен нулю. Если же концентрация или подвижность носителей одного знака больше, чем другого, то полной компенсации зарядов не происходит, и на гранях накапливаются заряды противоположных знаков с отличной от нуля плотностью.

Наличие разноименных зарядов на противоположных гранях приводит к появлению в образце поперечного по отношению к  $E_y$  и  $B_z$  электрического поля  $E_x$  (см. рис. 1) и связанной с ним разности потенциалов (ЭДС)  $\varepsilon$ .

Возникновение поперечного электрического поля в кристалле, по которому протекает ток, при помещении кристалла во внешнее магнитное поле, перпендикулярное току, называется эффектом Холла. Поперечное поле ( $E_x$ ) называется полем Холла, а соответствующая ЭДС  $\varepsilon$  - ЭДС Холла.

Численное значение ЭДС Холла для образца с носителями заряда одного знака можно получить из следующих соображений. Процесс накопления зарядов на боковых гранях образца (см. рис.1) продолжается до тех пор, пока сила, действующая на заряды со стороны поля Холла  $eE_x$  не уравнивает силу Лоренца:

$$eE_x = e[\mathbf{V}_d \times \mathbf{B}],$$

откуда для напряженности поля Холла получаем:

$$E_x = [\mathbf{V}_d \times \mathbf{B}].$$

Учитывая, что  $\mathbf{V}_d = \mu \mathbf{E}_y$ , а  $\varepsilon = E_x b$ , получим выражение для ЭДС Холла в однородном магнитном поле  $\mathbf{B}$

$$\varepsilon = \mu E_x B b.$$

Выразим подвижность носителей заряда через плотность тока  $j$

$$\mu = \frac{j}{enE_y}$$

и учитывая, что плотность тока через сечение образца  $S=bd$  есть  $j=I/(bd)$ , получим:

$$\varepsilon = \frac{1}{en} \frac{IB}{d}, \quad (4)$$

где  $d$  - толщина образца в направлении магнитного поля,  $n$  - концентрация носителей заряда.

Обозначив

$$\frac{1}{en} = R_H, \quad (5)$$

выражение (4) можно переписать в виде:

$$\varepsilon = R_H \frac{IB}{d}. \quad (6)$$

Коэффициент пропорциональности  $R_H$  называется *постоянной Холла* или *коэффициентом Холла*.

При выводе формулы (6) предполагалось, что все носители тока имеют одинаковые дрейфовые скорости, и не учитывался механизм их рассеяния в кристалле. Более строгое выражение для постоянной Холла с учетом распределения электронов и дырок по скоростям и связанного с этим изменения подвижности для полупроводника с одним типом носителей

$$R_H = \frac{A}{en},$$

где  $A$  - константа, численное значение которой определяется механизмом рассеяния носителей (Холл-фактор). В атомных кристаллах, к которым относятся, в частности, кремний и германий, при рассеянии на фононах  $A \approx 1,18$ , а при рассеянии на ионизованных примесях  $A \approx 1,93$ . В металлах и сильно вырожденных полупроводниках электропроводность обеспечивается лишь носителями заряда с энергией, близкой к энергии Ферми, то есть имеющими практически одинаковые скорости. В этом случае не нужно учитывать распределение носителей по скоростям и  $A=1$ .

Величина  $R_H$  в слабых магнитных полях не зависит от индукции  $B$  и лишь в очень сильных полях уменьшается от  $A/(ne)$  до  $1/(ne)$  при любом механизме рассеяния. Критерием слабого магнитного поля можно считать условие, что радиус кривизны  $r$  траектории движущегося носителя заряда много больше средней длины его свободного пробега  $r \gg \lambda$ . При выполнении этого условия магнитное поле мало изменяет траекторию. Радиус кривизны траектории заряженной частицы при ее движении в плоскости, перпендикулярной вектору магнитной индукции равен:

$$r = \frac{m^*V}{eB}. \quad (7)$$

Используя выражение для подвижности заряженной частицы (2) и формулу (7), получим условие слабого поля в виде:

$$\mu B \ll 1. \quad (8)$$

Сильными магнитными полями принято считать такие, в которых  $r \ll l$ . Условием сильного поля является:

$$\mu B \gg 1. \quad (9)$$

В этом случае характер движения зарядов существенно изменяется: в промежутках между столкновениями они двигаются не по почти прямолинейным траекториям, как в слабых магнитных полях, а проходят ряд циклов либо винтовой линии, либо циклоиды, или еще более сложной траектории.

Электроны и дырки отклоняются магнитным полем при одних и тех же направлениях векторов  $I$  и  $B$  к одной и той же грани образца, поэтому в дырочном и электронном полупроводниках знаки ЭДС Холла противоположны. Это позволяет определить тип основных носителей заряда. Знак ЭДС принято относить к постоянной Холла и считать ее отрицательной при электронном типе проводимости и положительной - при дырочном:

$$R_H = -\frac{A}{en}, \quad (10)$$

$$R_H = \frac{A}{ep}. \quad (11)$$

В выражениях (10), (11)  $n$  и  $p$  - концентрации электронов и дырок, соответственно. В частности, постоянная Холла положительна у ряда металлов, например Cd, Zn. Это объясняется тем, что зона проводимости подобных веществ заполнена почти полностью и оставшиеся незаполненные уровни ведут себя как положительные заряды - дырки. Поскольку величина  $R_H$  обратно пропорциональна концентрации носителей заряда, то у металлов она гораздо меньше, чем у полупроводников. При наличии носителей зарядов обоих знаков:

$$R_H = \frac{A}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что в зависимости от концентрации и подвижности носителей заряда  $R_H$  может быть больше или меньше нуля. Выражения (10) и (11) являются следствиями (12) при условиях  $n \gg p$  или  $n \ll p$ . В собственном полупроводнике  $n=p$  и

$$R_H = \frac{A}{en} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n}. \quad (13)$$

Измерив величины  $e$ ,  $B$ ,  $I$ ,  $d$ , входящие в формулу (6), можно вычислить постоянную Холла. Зная  $R_H$ , можно найти концентрацию электронов или дырок в примесном полупроводнике в области примесной проводимости (выражения (10) и (11)). Измеряя, кроме того, удельную проводимость примесного полупроводника ( $\gamma = en\mu$ ), можно определить подвижность носителей заряда:

$$\mu = \gamma |R_H| / A. \quad (14)$$

Таким образом, исследования эффекта Холла позволяют определить знак и концентрацию носителей заряда в веществе. Из анализа температурной зависимости  $R_H$  можно получить сведения о ширине запрещенной зоны и структуре примесных уровней, а независимые измерения  $\gamma$  дают возможность найти подвижность носителей заряда.

При измерении эффекта Холла возникает ряд сопутствующих физических явлений, которые могут послужить источниками неконтролируемых систематических и случайных погрешностей, искажающих результат измерения.

1. Поле Холла  $eE_x$  компенсирует поле силы Лоренца только для электронов, имеющих некоторую среднюю скорость. Так как существует распределение электронов по скоростям, отклонение более быстрых электронов (горячих) и более медленных (холодных) происходит в разные стороны (участки). Электроны, сталкиваясь с решёткой, приходят с ней в термодинамическое равновесие. Если они при этом отдают энергию, то полупроводник нагревается; если они отбирают энергию у решетки, то полупроводник охлаждается, в результате чего возникает градиент температуры в направлении, перпендикулярном магнитному полю и току. Это явление называется *эффектом Эттингсгаузена*. Градиент температуры вызывает появление дополнительной разности потенциала на гранях кристалла, а следовательно, погрешность в определении ЭДС Холла.

2. Если вдоль оси  $x$  существует градиент температуры, то это приводит к появлению диффузионного тока в направлении  $x$ . В магнитном поле диффундирующие носители будут отклоняться под действием силы Лоренца, и возникнет что-то вроде поперечной разности потенциалов. Это явление представляет собой тепловой аналог эффекта Холла и называется *поперечным эффектом Нернста—Эттингсгаузена*. Этот эффект также приводит к погрешности определения ЭДС Холла.

3. Аналогично эффекту Эттингсгаузена при наличии градиента температуры вдоль оси  $x$  в полупроводнике, помещенном в магнитное поле, возникает дополнительный (вторичный) поперечный градиент температуры, перпендикулярный магнитному полю и тепловому потоку (вдоль оси  $y$ ). Этот градиент также вызывает появление дополнительной разности потенциала на гранях кристалла, а следовательно, погрешность в определении ЭДС Холла. Описанный эффект называется *эффектом Риги-Ледюка*.

4. Носители заряда, движущиеся со средней скоростью  $V_0$ , не испытывают влияния силы Лоренца вследствие компенсирующего воздействия поля Холла. Траектория их движения в магнитном поле

остается неизменной. Однако носители, скорость которых больше или меньше средней, будут отклоняться в стороны относительно направления поля  $E_y$ . Скорость их относительного движения вдоль поля  $E_y$  уменьшается, что эквивалентно возрастанию удельного сопротивления образца. Этот эффект называется поперечным магнитосопротивлением. Зависимость относительного изменения удельного сопротивления от магнитного поля является функцией второго порядка -  $\Delta\rho/\rho \sim (\mu B)^2$ . Поэтому при слабых магнитных полях, когда выполняется условие  $\mu_n B \ll 1$ , влиянием поперечного магнитосопротивления на измеряемое значение удельного сопротивления можно пренебречь.

5. Если полупроводник не является ярко выраженным полупроводником n- или p-типа, т.е. имеет два типа носителей заряда, то, как указывалось выше, они отклоняются силой Лоренца в магнитном поле в одну сторону. Возникающее поле Холла по-разному действует на основные и неосновные носители. Оно замедляет ток основных носителей так, что в стационарных условиях электронный и дырочный токи отличны от нуля и равны, а результирующий ток равен нулю ( $I_x = I_{nx} + I_{px} = 0$ ). Движущиеся в холловском поле электронно-дырочные пары рекомбинируют на поверхности. Если скорость поверхностной рекомбинации велика, носители не будут накапливаться на грани образца, в сторону которой они отклоняются, и их концентрация будет близка к равновесной. Если процесс рекомбинации протекает медленно, у поверхности произойдет накопление носителей, и возникнет диффузионный ток в обратном направлении. Так как электроны и дырки имеют разную подвижность, между холловскими зондами возникнет дополнительная диффузионная разность потенциала  $U_x$ , которая как бы стремится установить равновесие токов  $I_n = I_p$  в направлении  $x$ .

Если образец имеет резко выраженный n- или p-тип проводимости, т. е.  $n \gg p$  или  $p \gg n$ , значение  $U_x$  невелико и вклад его в холловскую разность потенциалов незначительный. Наиболее сильно влияние  $U_x$  проявляется в полупроводниках со смешанным типом проводимости, когда концентрации электронов и дырок сопоставимы. В этом самом неблагоприятном случае влиянием  $U_x$  можно пренебречь, если скорость поверхностной рекомбинации велика. Большая скорость поверхностной рекомбинации достигается путем обработки поверхности образца абразивными порошками.

6. Кроме составляющих, обусловленных рассмотренными выше термо- и гальваномагнитными эффектами, измеряемое напряжение на холловских контактах содержит еще одно слагаемое, вызванное несимметричностью их взаимного расположения. Холловские зонды,



которые служат для измерения холловского напряжения, практически очень трудно установить строго друг против друга, поэтому всегда будет существовать некоторое относительное смещение их вдоль оси  $x$ . В результате между этими зондами будет возникать дополнительная разность потенциалов.

Кроме рассмотренных термо- и гальваномагнитных явлений на систематическую погрешность измерений оказывает влияние и ряд других факторов.

1. Токовые электроды, нанесенные на торцевые грани образца, шунтируют холловское напряжение. В результате измеряемая между холловскими зондами разность потенциалов становится ниже истинного значения.

2. Простая линейная связь постоянной Холла с измеряемыми величинами имеет место только в слабых магнитных полях, удовлетворяющих условию  $\mu B \ll 1$ . В кремнии и германии это условие выполняется в полях с магнитной индукцией не более 1 Тл. В полупроводниках с высокой подвижностью допустимое магнитное поле уменьшается. Например, в InSb неравенство  $\mu B \ll 1$  наступает при  $B < 0,3$  Тл.

3. Численное значение холл-фактора зависит от магнитной индукции. В сильном магнитном поле функциональная связь времени релаксации с тепловой энергией носителей становится слабой, и поэтому для всех механизмов рассеяния с ростом магнитной индукции  $A \rightarrow 1$ . Этим обстоятельством часто пользуются для измерения значения  $A$ . Зависимость  $A$  от магнитной индукции сильнее проявляется в полупроводниках с большой подвижностью носителей, например в арсениде галлия  $n$ -типа, и может начинаться уже в области сравнительно слабых полей. Чтобы исключить связанную с этим эффектом систематическую погрешность, перед проведением измерений следует предварительно убедиться в наличии линейной зависимости измеряемой разности потенциалов от тока и магнитной индукции и выбрать рабочий диапазон магнитной индукции, в котором эта линейная зависимость соблюдается.

4. На измеряемое значение удельного сопротивления могут оказывать влияние фотопроводимость и фотоЭДС, возникающие при освещении образца. Сильнее фотоэлектрические эффекты проявляются в высокоомных полупроводниках. Поэтому рекомендуется либо проводить измерения при затемнении образца, либо перед началом измерений предварительно убедиться, что образец не чувствителен к освещению.

5. При пропускании тока через образец может происходить инжекция неосновных носителей заряда через контакты. Это

приводит к уменьшению удельного сопротивления образца на достаточно больших расстояниях от токовых электродов. Убедиться в отсутствии инжекции можно путем повторных измерений при более низких значениях напряжения на контактах.

6. Полупроводниковые материалы имеют достаточно большой температурный коэффициент сопротивления. Температурный фактор становится особенно существенным, если в процессе измерений происходит разогрев образца. Чтобы устранить разогрев, необходимо ток через образец выбирать по возможности минимальным. Так, рекомендуется устанавливать такой ток, чтобы напряженность электрического поля в образце не превышала 1 В/см.

7. При измерении высокоомных образцов особое внимание следует уделять устранению токов утечки, которые могут проходить как в измерительной цепи, так и по поверхности образца. Влияние поверхностных токов утечки можно ограничить с помощью специальной химической обработки поверхности.

Помимо исследований электрических свойств материалов, эффект Холла находит применение в широком классе магнитоэлектрических полупроводниковых приборов (датчиков Холла). Для изготовления датчиков Холла используют полупроводниковые материалы с высокой подвижностью носителей. Такие датчики применяются для измерения индукции постоянных и переменных магнитных полей, преобразования постоянного тока в переменный, измерения мощности электромагнитных полей на сверхвысоких частотах и для других целей.

### **Схема установки и методика выполнения работы**

Схема установки показана на рис.2. Образец полупроводникового материала 1 помещается в кристаллодержатель и устанавливается в зазор между полюсами электромагнита 2. Магнитное поле создается пропусканием тока через соленоид 3, подключенный к источнику питания (ИП). Ток через соленоид ( $I_{\text{магн}}$ ) измеряется миллиамперметром 4. Величина тока  $I$ , проходящего через образец, задается источником ИТ, работающим в режиме стабилизации тока, и измеряется миллиамперметром 5. ЭДС Холла регистрируется цифровым вольтметром 6. Полярность полюсов электромагнита, направление тока через образец и схема подключения контактов для измерения ЭДС Холла указаны на установке. Там же приведена зависимость индукции магнитного поля от тока питания электромагнита ( $I_{\text{магн}}$ ).

В опытах используются образцы германия с размерами:  $l=30$  мм,  $b=16$  мм,  $d=2$  мм (обозначения соответствуют рис. 1).

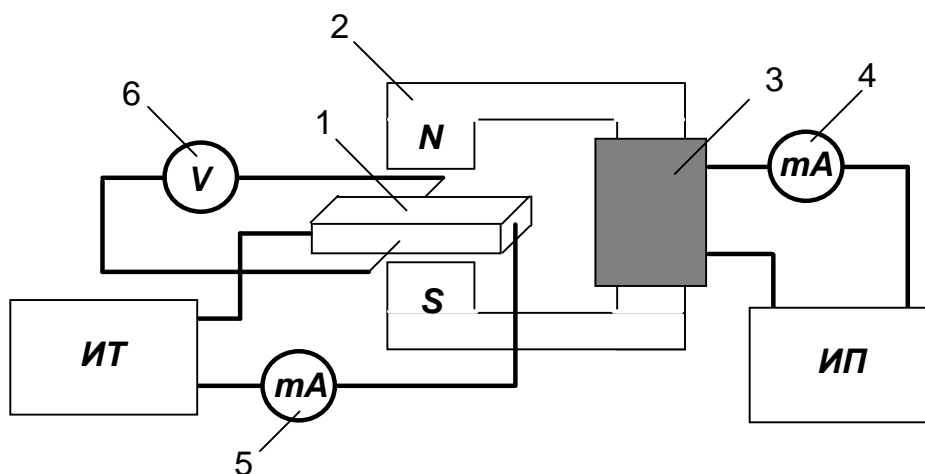


Рис.2. Схема установки

### Порядок выполнения работы

1. Перед началом работы необходимо оценить ожидаемую величину ЭДС Холла для исследуемого образца германия, полагая, что он обладает собственной проводимостью или примесной проводимостью в 10 раз превышающей собственную. Используйте данные справочного раздела и заданные преподавателем значения тока через образец и индукции магнитного поля. Исходя из этих оценок, выберите диапазон шкалы вольтметра для измерений ЭДС Холла.
2. Проверить правильность сборки электрической цепи.
3. Установить образец в кристаллодержатель, а кристаллодержатель - в зазор электромагнита.
4. Включить в сеть и подготовить к работе в соответствии с инструкцией по эксплуатации источники питания *ИТ*, *ИП* и цифровой вольтметр.
5. Ручки регулировки выходного напряжения источника питания *ИП* и источника тока *ИТ* установить в крайние левые (нулевые) положения.
6. Установить заданное значение тока через образец с помощью *ИТ*.
7. Регулируя выходное напряжение источника питания *ИП*, установить нулевое значение тока магнита.
8. Изменяя ток через обмотку электромагнита в диапазоне 0 - 120 мА при заданном значении тока через кристалл получить зависимость поперечной ЭДС от индукции магнитного поля. Ток изменять с шагом не больше, чем 10 мА. Для перехода от тока электромагнита к значениям индукции использовать градуировочный график, имеющийся на установке.

При необходимости переключить предел измерений вольтметра на более грубый. Записывая значения поперечной ЭДС, не забывать фиксировать ее знак. Повторить измерения 3 раза для последующей оценки случайной погрешности.

9. Выполнить аналогичные измерения при всех значениях тока через образец, заданных преподавателем.

10. После завершения экспериментов установить регуляторы напряжения источника *ИП* в крайние левые положения и выключить его из сети. Выключить источник *ИТ* и вольтметр.

### Обработка результатов измерений

Построить зависимость поперечной разности потенциалов от индукции магнитного поля. Следует иметь в виду, что при несимметричности потенциальных контактов зависимость  $\varepsilon=f(B)$  может не проходить через начало координат, как это ожидается из формулы (4). Величина ЭДС при  $B=0$  может быть как положительной, так и отрицательной. Поэтому для определения типа проводимости образца нужно брать знак ЭДС при максимальных значениях  $B$ , а постоянную Холла находить из тангенса угла наклона зависимости  $\varepsilon=f(B)$ . Из (4) следует, что  $\operatorname{tg}\alpha=d\varepsilon/dB=R_H I/d$ . Целесообразно обработать полученные экспериментальные зависимости методом наименьших квадратов. Далее определить погрешность полученного значения постоянной Холла. Рассчитать концентрацию и подвижность носителей заряда в полупроводнике. Определить погрешность полученной концентрации носителей заряда. Сделать выводы по работе.

### Контрольные вопросы

1. В чем состоит эффект Холла, каковы причины его вызывающие?
2. Какую информацию о физических параметрах материалов можно получить на основе исследований эффекта Холла?
3. Для конкретной ситуации покажите, как определяется тип проводимости полупроводника по измерениям ЭДС Холла.
4. Проанализируйте температурную зависимость постоянной Холла. Предложите способ определения ширины запрещенной зоны полупроводника по результатам исследования эффекта Холла.
5. Назовите и дайте краткую характеристику сопутствующих эффекту Холла физических явлений.
6. Перечислите и дайте краткую характеристику дополнительным факторам, дающим вклад в систематическую погрешность при измерении ЭДС Холла.
7. Предложите способы устранения вклада дополнительных факторов (факторов, не связанных с термо- и гальваноэлектрическими явлениями) в систематическую погрешность определения ЭДС Холла.
8. Каковы практические применения эффекта Хола?

## **ИЗУЧЕНИЕ ПРОФИЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДОВ ПО ТОЛЩИНЕ ПОЛУПРОВОДНИКА ВОЛЬТ-ФАРАДНЫМ МЕТОДОМ**

### **Цели работы:**

1. Изучить теоретические основы вольт-фарадного метода исследования профиля распределения концентрации носителей заряда в полупроводнике.
2. Получить распределение концентрации носителей заряда по сечению высокочастотных диодов используя вольт-фарадный метод.

### **Теоретическое введение**

Для измерения профиля легирования эпитаксиальных слоев в исследовательской и производственной практике большое распространение нашел вольт-фарадный метод, сочетающий в себе хорошие метрологические показатели, высокое разрешение по координате регистрируемого профиля, производительность, неразрушающее воздействие на контролируемый объект.

Принцип метода следует из основных положений теории барьера Шоттки и асимметричного р-п-перехода и основан на определении зависимости емкости барьера от обратного напряжения смещения.

### **1. Контакт металл-полупроводник. Барьер Шоттки**

В случае контакта металл - полупроводник возможны различные комбинации (р- и n-типы полупроводника) и соотношения термодинамических работ выхода из металла и полупроводника. В зависимости от этих соотношений в области контакта могут реализоваться три состояния. Первое состояние соответствует условию плоских зон в полупроводнике, в этом случае реализуется нейтральный контакт. Второе состояние соответствует условию обогащения приповерхностной области полупроводника (дырками в р-типе и электронами в n-типе), в этом случае реализуется омический контакт. И наконец, в третьем состоянии приповерхностная область полупроводника обеднена основными носителями, в этом случае в области контакта со стороны полупроводника формируется область пространственного заряда ионизованных доноров или акцепторов и реализуется блокирующий контакт, или барьер Шоттки.

Рассмотрим образование барьера Шоттки на примере полупроводника n-типа. Для контакта металл - полупроводник n-типа выберем условие, чтобы термодинамическая работа выхода из

полупроводника  $\Phi_{п/п}$  была меньше чем термодинамическая работа выхода из металла  $\Phi_{Me}$ . В этом случае согласно уравнению Ричардсона  $j = AT^2 \exp(-\frac{\Phi}{kT})$  ( $j$  – плотность тока с поверхности материала,  $T$  – температура,  $\Phi$  – работа выхода электрона,  $k$  – постоянная Больцмана) ток термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводника  $j_{п/п}$  будет больше, чем ток термоэлектронной эмиссии с поверхности металла:

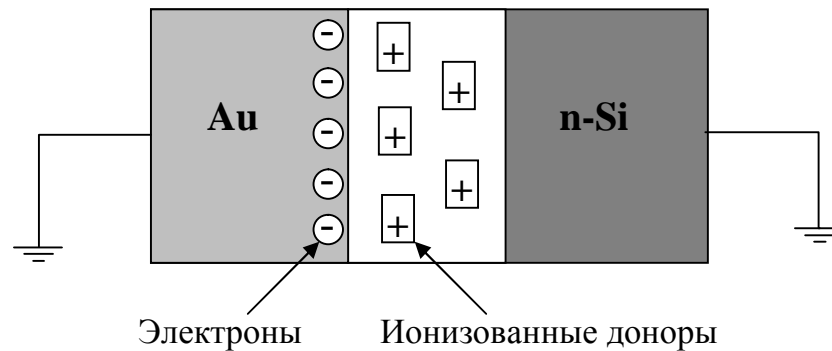


Рис.1. Барьер Шоттки

При контакте таких материалов в начальный момент времени ток из полупроводника в металл будет превышать обратный ток из металла в полупроводник, и в приповерхностных областях полупроводника и металла будут накапливаться объемные заряды - отрицательные в металле и положительные в полупроводнике. В области контакта возникнет электрическое поле. Это электрическое поле, говоря упрощенно, будет препятствовать дальнейшему протеканию тока из металла в полупроводник, и установится некое равновесное состояние.

Приложение к барьеру Шоттки внешнего напряжения  $V_G$  приводит к изменению высоты потенциального барьера и величины электрического поля в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника (рис.2 ).

Вне зависимости от полярности напряжения для барьерных структур все внешнее напряжение будет приложено к области пространственного заряда, поскольку в этой области концентрация свободных носителей существенно меньше, чем в других областях барьера Шоттки. Электрическое поле  $E$  максимально на границе металл-полупроводник ( $x = 0$ ), линейно спадает по области пространственного заряда и равно нулю на границе ОПЗ - квазинейтральный объем полупроводника ( $x = W$ ). Значение ширины обедненной области  $W$  можно рассчитать, используя уравнение (1).

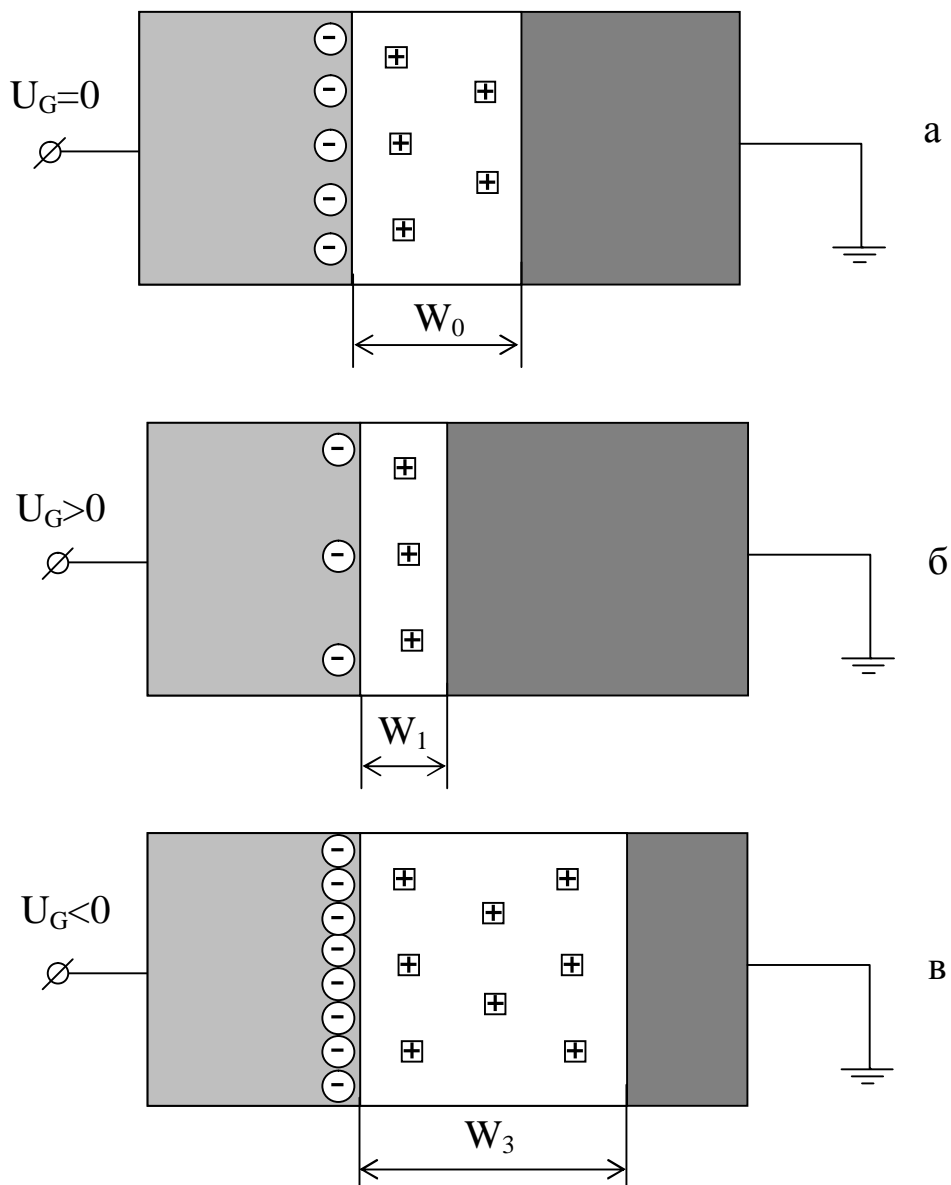


Рис.2. Барьер Шоттки при различных напряжениях на затворе:  
а -  $U_G = 0$ ; б -  $U_G > 0$ , прямое смещение; в -  $U_G < 0$ , обратное смещение

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\Phi_{Me} - \Phi_{n/n} - U_G)}{qN_d}}, \quad (1)$$

где  $q$ -заряд электрона;  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость материала;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;  $N_d$  – концентрация легирующей примеси.

Уравнение (1) является очень важным для барьерных структур. Оно является универсальным и описывает зависимость ширины обедненной области  $W$  от приложенного напряжения  $V_G$  и концентрации легирующей примеси  $N_d$  для большинства барьерных структур. Вывод этого уравнения выходит за рамки данной дисциплины и будет рассмотрен в курсе “Твердотельная электроника”.

## 2. Образование р-п перехода

Электронно-дырочным, или р-п переходом, называют контакт двух полупроводников с различными типами проводимости (электронным и дырочным).

Классическим примером р-п перехода являются: n-Si - p-Si, n-Ge - p-Ge.

При контакте полупроводников n- и р-типов вследствие различного значения токов термоэлектронной эмиссии (из-за разных значений работы выхода) поток электронов из полупроводника n-типа в полупроводник р типа будет больше. Электроны из полупроводника n-типа будут при переходе в полупроводник р-типа рекомбинировать с дырками. Вследствие несбалансированности зарядов в полупроводнике n-типа возникнет избыточный положительный заряд, а в полупроводнике р-типа - отрицательный. Положительный заряд обусловлен ионизованными донорами, отрицательный заряд - ионизованными акцепторами.

В случае, если концентрация акцепторов больше, чем концентрация доноров  $N_a > N_d$ , или наоборот, р-п переход носит название асимметричного (или несимметричного) (рис. 3).

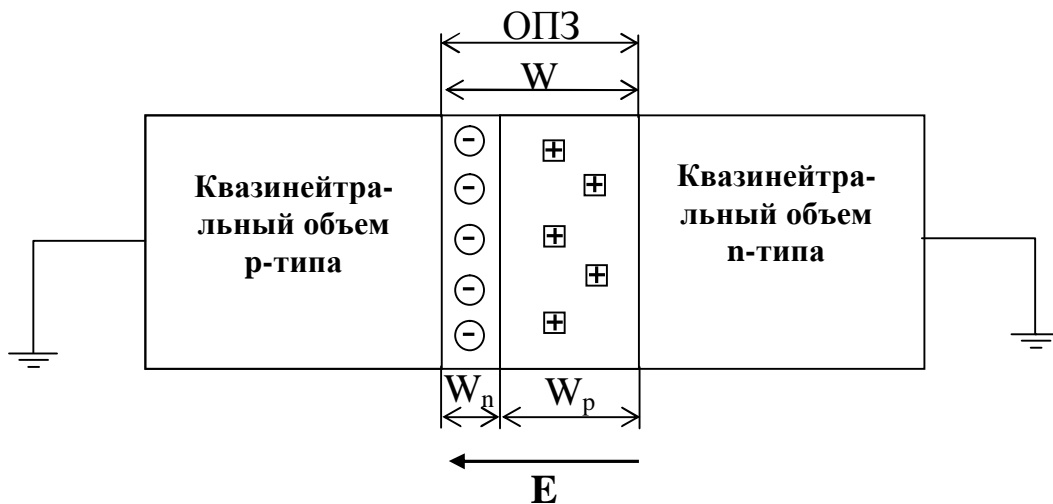


Рис. 3. Асимметричный р-п переход в равновесных условиях

Можно показать, что полная ширина р-п перехода  $W = W_p + W_n$ , будет

$$W = \sqrt{\left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a}\right) \frac{2\epsilon\epsilon_0(U_p + U_n)}{q}}. \quad (2)$$

В уравнении (2)  $U_p$  и  $U_n$  — потенциал в р и n областях соответственно. Для несимметричных р<sup>+</sup>-п переходов (концентрация



акцепторов существенно больше концентрации доноров) ширина обедненной области в полупроводнике р-типа будет существенно меньше, чем ширина обедненной области в полупроводнике п-типа, и вся обедненная область р<sup>+</sup>-п перехода сосредоточена в области с низким значением легирующей концентрации, т.е.  $W = W_n$ .

### 3. Метод вольт-фарадных характеристик

Итак, емкость барьера обусловлена наличием области объемного заряда, возникающей в результате обеднения ее свободными носителями под действием внутреннего и внешнего электрического поля. Методом вольт-фарадных характеристик (ВФХ) асимметричного р–п перехода регистрируется профиль распределения концентрации носителей в низколегированной области полупроводника.

Ширина области объемного заряда  $W$  барьера Шотки, или резко асимметричного р-п-перехода, зависит от концентрации легирующей примеси в полупроводнике (или низколегированной области р-п-перехода) и связана с ней следующим соотношением:

$$x = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(U - U_G)}{qN_{d,a}}}, \quad (3)$$

где  $U_G$  — напряжение смещения;  $U$  — изгиб зон при смещении  $U_G = 0$  В (контактная разность потенциалов);  $N_{d,a}$  — концентрация легирующей примеси (донорной или акцепторной).

Величину  $W$  можно интерпретировать как расстояние между обкладками эквивалентного плоского конденсатора. Тогда связь емкости барьера с шириной области объемного заряда выразится в виде известной формулы:

$$C_б = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{x}, \quad (4)$$

где  $S$  — площадь контакта, образующего барьер, или площадь р-п перехода. Отсюда для емкости барьера:

$$C_б = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_{d,a}}{2(U - U_G)}}. \quad (5)$$

Формулы (3) и (5) получены в предположении, что барьер Шотки или асимметричный р-п-переход сформированы в однородном полупроводнике, в котором соблюдается условие электронейтральности и концентрация свободных носителей равна концентрации ионизированных атомов легирующей примеси, т. е.  $N(x) = N_{d,a}(x)$ .

Таким образом, измерение емкости барьера может служить количественной оценкой концентрации свободных носителей в однородных полупроводниках.

Чтобы получить основные соотношения вольт-фарадного метода применительно к неоднородному полупроводнику, рассмотрим самое общее определение емкости барьера, который представим по аналогии с конденсатором. Итак, если на обкладках конденсатора емкостью в 1 Ф изменять напряжение на 1 В за 1 с, то через конденсатор будет протекать ток, равный 1 А:

$$I = C \frac{dU}{dt} \text{ или } \frac{dQ}{dt} = C \frac{dU}{dt}, \text{ следовательно } C = \frac{dQ}{dU}.$$

С другой стороны, изменение заряда  $dQ$  представляет собой изменение количества свободных носителей в области объемного заряда за счет малых колебаний его ширины  $x$ :

$$C_{\bar{0}} = \frac{dQ}{dU} = qN(x)A\left(\frac{dx}{dU}\right). \quad (6)$$

Из (4) имеем:

$$x = \frac{ee_0 S}{C_{\bar{0}}}. \quad (7)$$

Подставляя выражение (7) в (6) и выражая при этом  $N(x)$  получаем:

$$N(x) = \frac{C_{\bar{0}}}{qS} \left(\frac{dx}{dU}\right)^{-1} \Rightarrow \frac{C_{\bar{0}}}{qS} \left(\frac{d(ee_0 A(C_{\bar{0}})^{-1})}{dU}\right)^{-1}. \quad (8)$$

Преобразуя выражение (8), получаем основную рабочую формулу вольт-фарадного метода в общем случае:

$$N(x) = (2/qee_0 S^2)[d(C_{\bar{0}}^{-2})/dU]^{-1}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что экспериментально определяемая зависимость характеризует распределение концентрации свободных носителей, а не легирующей примеси. Только при выполнении условия электронейтральности экспериментальная зависимость  $N(x)$  эквивалентна  $N_{d,a}(x)$ .

Связь между измеренным профилем свободных носителей и легирующей примеси определяется соотношением:

$$N_{d,a}(x) = N(x) - \frac{kT}{q} \frac{ee_0}{q} \frac{d}{dx} \left[ \frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} \right]. \quad (10)$$

Поскольку в (10) входит вторая производная от  $N(x)$ , которая определяется третьей производной емкости по напряжению, то требуется высокая точность измерения и обсчета ВФХ, чтобы получить достоверную информацию о характере распределения примесей  $N_{d,a}(x)$ .

Как видно из (9), для определения профиля распределения концентрации свободных носителей необходимо измерить зависимость емкости барьера Шотки или асимметричного  $p$ - $n$ -перехода от обратного напряжения смещения, построить функцию  $C_{\delta}^{-2}(U)$  и провести ее дифференцирование. На практике производная в формуле (9) определяется графическим дифференцированием по методу конечных приращений.

Поэтому на практике пользуются следующей формулой:

$$N(x) = \frac{2}{qe\epsilon_0 S^2} \frac{\Delta U}{\Delta C_{\delta}^2} \quad (11)$$

Вычисления по формуле (11) дают значение концентрации свободных носителей на определенной глубине  $x$  от поверхности полупроводника. Расстояние  $x$  соответствует значению емкости  $C_{\delta} = (C_{\delta 1} + C_{\delta 2})/2$ , лежащей посередине интервала  $\Delta C_{\delta} = C_{\delta 1} - C_{\delta 2}$ , выбираемого при графическом дифференцировании экспериментальной кривой, т.е.

$$x = 2e\epsilon_0 S / (C_{\delta 1} - C_{\delta 2}). \quad (12)$$

### Источники погрешности метода

Основные источники погрешности метода определяются ограничениями модели барьера Шотки или асимметричного  $p$ - $n$ -перехода. Наличие этих ограничений приводит к систематическим погрешностям в определении профиля  $N(x)$ .

1. Математический аппарат метода строго справедлив только для полного обеднения области объемного заряда свободными носителями. Однако при измерении ВФХ барьера в определенном интервале напряжений смещения изгиб энергетических зон на поверхности может быть достаточно мал, и условие полного обеднения будет нарушаться. В связи с этим данным методом невозможно определять профиль распределения концентраций свободных носителей в непосредственной близости к поверхности.

2. При выводе формул предполагалось, что свободные носители зарядов создаются в полупроводнике только за счет ионизации мелких уровней легирующей примеси. Если в полупроводнике наряду с мелкими уровнями присутствуют глубокие донорные или акцепторные центры, то для этого случая требуется специальный подход.

3. Реализуемый на практике барьер Шотки практически никогда не соответствует той идеальной модели, для которой получена рабочая формула метода. В реальном барьере, полученном,

например, контактом жидкого металла с полупроводником, может быть переходный диэлектрический слой, вызванный наличием на поверхности полупроводника тонкой пленки естественного окисла. Перезарядка возникающих на фазовой границе переходный слой - полупроводник поверхностных состояний приводит к появлению дополнительной емкости, зависящей от плотности поверхностных состояний и толщины диэлектрического слоя. Пленка естественного окисла на поверхности полупроводников обычно не превышает величины порядка 30 нм. Чтобы ограничить неконтролируемое влияние емкости поверхностных состояний, проводят измерение зависимости  $C(U)$  на большой частоте. Если период действующего сигнала будет много меньше постоянной времени  $\tau$  перезарядки поверхностных состояний, то измеряемая емкость будет равна барьерной емкости и формула метода, полученная ранее, будет справедлива. Обычно для поверхностных состояний  $\tau < 10^{-6}$  с, поэтому выбирают частоту сигнала  $f \gg 1$  МГц.

Также на конечный результат большое влияние оказывают систематические и случайные погрешности.

Случайная погрешность метода складывается главным образом из погрешностей измерения величин, входящих в расчетную формулу. Источником же систематической погрешности является допускаемая на практике аппроксимация точного выражения (6), т.е. замена  $d(C_6^2)/dU$  величиной  $\Delta(1/C^2)/\Delta U$ . Расчеты показывают, что эта погрешность всегда имеет положительный знак, т. е. замена производной отношением конечных отрезков приводит к систематическому завышению измеренной концентрации свободных носителей.

Кроме ошибок, следующих из расчетной формулы, существует еще ряд дополнительных источников погрешности измерений концентрации носителей заряда.

1. Краевой эффект, который наиболее сильно проявляется при измерении высокоомных образцов с малым диаметром диодной структуры. Влияние этого эффекта можно ограничить, увеличив площадь измеряемого барьера.
2. Токи утечки барьера, возникающие обычно при больших смещениях и при измерениях на сильнолегированных образцах.
3. Фотоэлектрические явления на барьере Шоттки. Для устранения этой погрешности измерения рекомендуется проводить в затемненной камере.
4. Отклонение свойств реального барьера от модели резкого перехода. Для барьера Шоттки условия резкого перехода обычно хорошо

выполняются. Однако для диодных р-п-структур, полученных диффузией, отношение концентраций легирующих примесей на обеих сторонах перехода может быть недостаточно большим. В результате область объемного заряда при подаче смещения на р-п-переход будет расширяться в обе стороны и измеряемая концентрация будет некоторой эффективной величиной, эта эффективная концентрация связана с концентрациями доноров  $N_d$  и акцепторов  $N_a$  на противоположных сторонах обедненного слоя р-п-перехода соотношением  $1/N_{эфф} = 1/N_d + 1/N_a$ . Для устранения этого источника ошибок необходимо, чтобы концентрации по обе стороны перехода отличались более чем на два порядка.

*Преимущества метода* в том, что у него хорошие метрологические показатели, высокое разрешение по координате регистрируемого профиля, производительность, неразрушающее воздействие на контролируемый объект.

### Описание лабораторного стенда

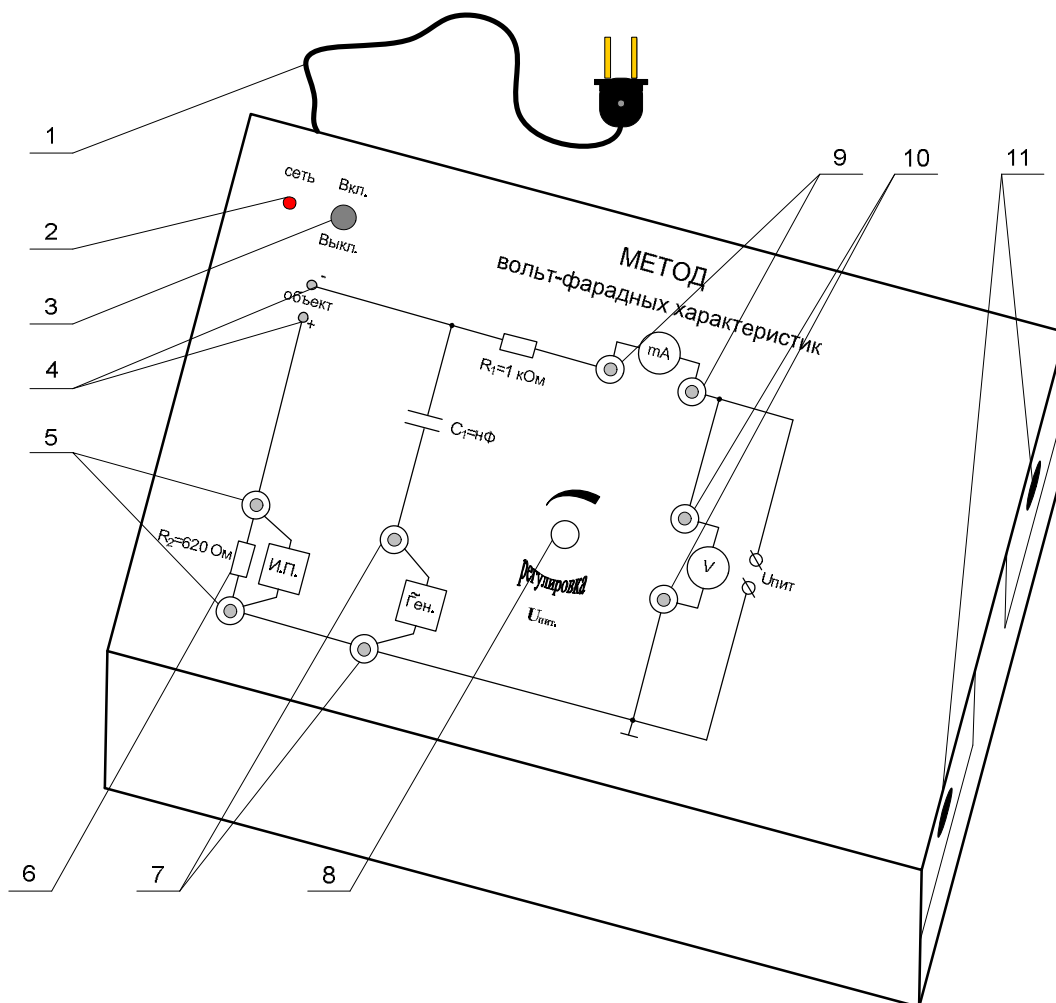


Рис. 4. Лабораторный стенд для снятия вольт-фарадных характеристик: 1 - шнур питания  $\sim 220 \text{ В}$ ; 2 - индикатор включения

стенда; 3 - тумблер включения стенда; 4 - гнезда для включения объекта исследования (конденсатор, диод или транзистор, включенный по диодной схеме); 5 - гнезда для подключения измерительного прибора (ИП) – осциллограф С1-55; 6 - резистор  $R_2=620$  Ом, с помощью которого реализуется метод резистивно-емкостного делителя; 7 - гнезда для подключения высокочастотного генератора Г4-116; 8 - регулятор напряжения смещения, подаваемого на объект исследования (0...24 В); 9 - гнезда для подключения миллиамперметра; 10 - гнезда для подключения вольтметра; 11 - боксы для хранения набора конденсаторов и диодов, используемых при работе стенда

Лабораторный стенд изготовлен в варианте компактного блока. В стенде предусмотрен встроенный блок питания, подающий смещение на объект исследования, а также используемый для получения калибровочных зависимостей методом резистивно-ёмкостного делителя. В качестве объектов исследования могут выступать радиотехнические элементы, имеющие р-п-переход (диоды, биполярные транзисторы, включенные по диодной схеме). Для выполнения работы стенд укомплектован набором высокочастотных диодов Д311А и Д503А и необходимым набором конденсаторов, для получения калибровочных характеристик методом резистивно-емкостного делителя.

Для реализации метода вольт-фарадных характеристик целесообразно использовать высокочастотный генератор с малым выходным сопротивлением и измеритель переменного сигнала с большим входным сопротивлением. Из имеющегося стандартного оборудования этим требованиям наилучшим образом отвечают: осциллограф С1-55 и генератор Г4-116. Коммутация схем измерения и используемых приборов осуществляется на передней панели стенда.

### **Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений**

1. Получить данные, необходимые для построения калибровочного графика:

§ для построения калибровочного графика использовать в качестве объекта измерения набор конденсаторов с известной емкостью и зарегистрировать падение напряжения на резисторе  $R_2$  при постоянном напряжении для каждого конденсатора;

§ полученные данные занести в табл. 1 приложения 1;

§ построить калибровочный график  $U_{R2}=f(C)$ .

2. Получить зависимости падения напряжения на резистивном элементе  $R_2$  от напряжения смещения (обратного напряжения) –  $V_{обр}$ , подаваемого с блока питания для объектов измерения:
  - § полученные данные занести в табл. 1 приложения 1;
  - § построить зависимости  $U_{R2}=f(U_{обр})$ .
3. Используя полученные в п.п. 1, 2 данные определить по калибровочному графику емкость барьера, соответствующую падению напряжения  $U_{R2}$  для конкретного объекта измерения при определенном обратном напряжении  $U_{обр}$ 
  - § полученные данные занести в таблицу 2 приложения 1;
  - § построить зависимости  $C=f(U_{обр}), 1/C^2=f(U_{обр})$ ;
  - § сравнить полученные зависимости  $C=f(U_{обр})$  с данными, приведенными в приложении 2.
4. Обработать полученные вольт-фарадные характеристики по уравнениям  $N(x) = \frac{2}{q\epsilon\epsilon_0 S^2} \cdot \frac{\Delta U}{\Delta 1/C_0^2}$  (а),  $x = 2\epsilon\epsilon_0 S / (C_1 + C_2)$  (б). В формуле (а) член  $\frac{\Delta U}{\Delta 1/C_0^2}$  находится методом графического дифференцирования из зависимости  $1/C^2=f(U_{обр})$ . В формулах (а) и (б)  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость кремния, берется равной 12 Ф/м,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $8,849 \cdot 10^{-12}$  Ф/м,  $S$  – площадь контакта, образующего барьер, принять равной  $10^{-6}$  м<sup>2</sup>,  $q$  – заряд электрона, равен  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Расчитанные данные занести в табл. 3 приложения 1. Построить графики распределения носителей заряда по сечению диодов  $N=f(x)$ .
5. Сформулировать и записать выводы из проделанной работы.

### Приложение 1

Табл. 1

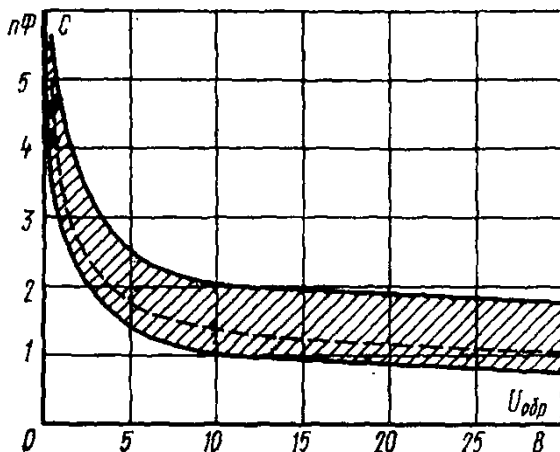
Калибровка		Измерение		
C	U <sub>R2</sub>		Д311А	Д503А
		U <sub>обр</sub>	U <sub>R2</sub>	U <sub>R2</sub>

Табл. 2

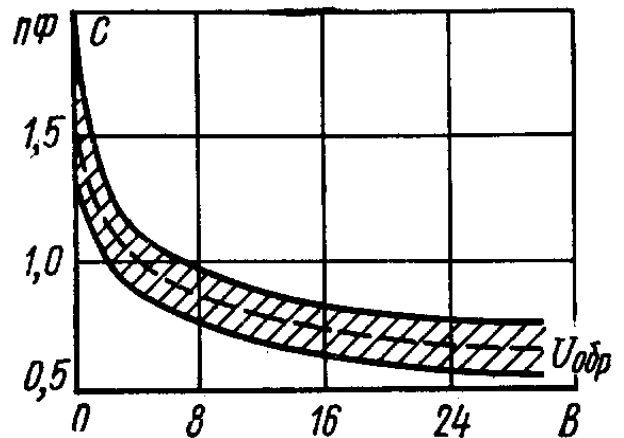
U <sub>обр.</sub>	Д311А			Д503А		
	U <sub>R2</sub>	C	1/C <sup>2</sup>	U <sub>R2</sub>	C	1/C <sup>2</sup>

Д311А		Д503А	
N(X)	X, м	N(x)	X, м

### Приложение 2



а) Зависимость емкости Д311А от обратного напряжения



б) Зависимость емкости Д503А от обратного напряжения

Рис. 6 Зависимости емкости диодов: а - Д311А, б - Д503А от обратного напряжения.

### Контрольные вопросы

1. Перечислите виды контактов металл – полупроводник.
2. Барьер Шоттки. Образование, поведение при приложении внешнего напряжения.
3. Образование р-п перехода. Ассиметричный переход. Уравнение для ширины перехода.
4. Общая характеристика методов, позволяющих получить распределение концентрации свободных носителей заряда по толщине монокристаллов и полупроводниковых слоев.
5. Сущность ВФМ, его техническая реализация и обработка экспериментальных зависимостей.
6. Вывод формулы для нахождения распределения носителей заряда по толщине образца.
7. Основные преимущества и недостатки вольт-фарадного метода.
8. Источники погрешности измерений концентрации носителей заряда вольт-фарадным методом.



ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4  
**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ  
ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ**

**Цель работы:**

1. Изучить методику определения тангенса угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости твердых диэлектрических материалов.
2. Определить химический состав диэлектрических полимерных материалов по измеренным значениям тангенса угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости.

**Теоретическое введение**

Важнейшими макроскопическими характеристиками изоляционных материалов, которые определяют их применение в изделиях электронной техники, являются диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь.

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  характеризует способность диэлектрика поляризоваться в электрическом поле. Она является коэффициентом пропорциональности между векторами электрической индукции и напряженности электрического поля:  $\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$ . Здесь  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость. Величина  $\epsilon$ , ее связь с частотой поля и температурой определяются механизмом поляризации диэлектрика и зависят от поляризуемости частиц, входящих в состав вещества.

В зависимости от характера химической связи различают следующие три основных механизма поляризации диэлектриков: электронный, ионный и дипольный (ориентационный).

Электронная поляризация присуща всем диэлектрикам и преобладает в кристаллах с ковалентной связью. Под действием внешнего электрического поля происходит смещение электронов атома относительно его ядра (деформация его электронной оболочки) и возникают индуцированные диполи.

Ионная поляризация наблюдается в ионных кристаллах и происходит в результате возникновения диполей вследствие относительного смещения (сдвига) положительных и отрицательных ионов под влиянием электрического поля. При этом имеет место также деформация электронных оболочек ионов, что порождает электронную поляризацию. Время установления ионной поляризации примерно на порядок больше ( $\approx 10^{-14}$  с).

Дипольная (ориентационная) поляризация наблюдается в полярных диэлектриках. Существующие в отсутствие электрического поля электрические диполи ориентированы хаотично. При наложении поля диполи приобретают определенную ориентацию. Этот процесс и называют дипольной или ориентационной поляризацией. Переориентация диполей под действием поля происходит не мгновенно, а постепенно путем поворота их на определенные углы, приближающие направление диполей к направлению электрического поля. Дипольная поляризация с ростом температуры уменьшается из-за возрастания энергии теплового движения частиц, снижающей ориентирующее влияние поля. Данный вид поляризации называется также дипольно-релаксационным, т.к. ориентация электрических диполей (при включении поля) или ее ослабление (при снятии поля) происходят постепенно, замедленно, т.е. носит релаксационный характер. Такая поляризация связана с потерями энергии и нагревом диэлектрика, поскольку поворот диполей в направлении поля требует некоторого сопротивления со стороны его решетки. В полярных диэлектриках возможна так называемая электронно-релаксационная поляризация, возникающая за счет возбужденных тепловой энергией избыточных "дефектных" электронов или дырок.

Электронный механизм поляризации является наименее инерционным, т.к. масса электрона значительно меньше массы частиц, участвующих в процессе поляризации. Время установления электронной поляризации составляет  $\approx 10^{-15}$  с, что сравнимо с периодом световых колебаний.

Часть электрической энергии, которая превращается в диэлектрике в тепло, называют потерями. Поскольку диэлектрики обладают некоторой (хотя и незначительной) проводимостью, в них выделяется Джоулево тепло даже в постоянном электрическом поле. Однако под действием переменного поля диэлектрики обычно нагреваются сильнее, чем в таком же постоянном поле. Особенно значительный нагрев наблюдается в полях высокой частоты. Выделяемое в диэлектрике тепло обусловлено не только протеканием сквозного тока, но и процессами установления поляризации в переменном электрическом поле. Часть потерь, обусловленная сквозным током, называется *омическими потерями*. Потери, обусловленные смещением связанных зарядов, получили название *диэлектрических потерь*.

В переменном поле напряженностью  $E = E_0 e^{i\omega t}$  через диэлектрик течет ток, плотность которого есть сумма плотности сквозного тока  $j_{\text{скв}}$  и плотности тока смещения  $j_{\text{см}}$ :

$$j = j_{скв} + j_{см} . \quad (1)$$

При этом

$$j_{скв} = \sigma E ; j_{см} = \frac{dD}{dt} = \frac{d(\epsilon_0 \epsilon E)}{dt} . \quad (2)$$

В переменных электрических полях диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  является комплексной функцией частоты:

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega) . \quad (3)$$

Физический смысл комплексной диэлектрической проницаемости состоит в том, что вектор смещения  $\dot{D} = \epsilon_0 \epsilon \dot{E}$  имеет две составляющие:  $\epsilon' \dot{E}$  – изменяющуюся в фазе с электрическим полем  $\dot{E}$ , и  $\epsilon'' \dot{E}$ , которая отстает по фазе от  $\dot{E}$  на угол  $-\pi/2$ .

$$\text{Поскольку } \frac{dD}{dt} = e_0 e^* i\omega E_0 e^{i\omega t} = e_0 e^* i\omega E , \quad (4)$$

полная плотность тока через диэлектрик равна

$$j = s E + E_0 i\omega (e' - i e'') E = (s + e_0 e'' \omega) E + i e_0 e' \omega E . \quad (5)$$

Из последнего выражения видно, что полная плотность тока ( $j = j_a + i j_r$ ) имеет активную составляющую:

$$j_a = s E + \omega e_0 e'' E \quad (6)$$

и реактивную составляющую:

$$j_r = \omega \epsilon_0 \epsilon' E . \quad (7)$$

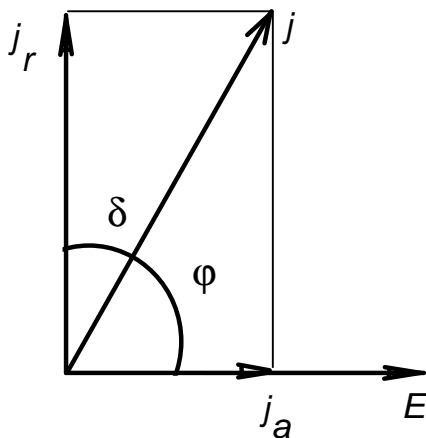


Рис. 1. Векторная диаграмма токов

Это наглядно отражается на векторной диаграмме токов (рис. 1). Угол  $\phi$  на диаграмме характеризует сдвиг фаз между током и напряжением в диэлектрике. Угол  $\delta$ , дополняющий угол сдвига фаз до  $\pi/2$ , принято называть *углом диэлектрических потерь*. Тангенс угла диэлектрических потерь есть отношение активной составляющей плотности тока к реактивной:  $\text{tg } \delta = \frac{j_a}{j_r}$ .

Как и величина  $\epsilon$ , тангенс угла диэлектрических потерь является макроскопической характеристикой диэлектрика. Поскольку

сквозная проводимость диэлектриков относительно мала, ею можно пренебречь. Тогда

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{j_a}{j_r} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (8)$$

Значение  $\operatorname{tg} \delta$  определяет долю электрической энергии, которая необратимо переходит в теплоту (теряется в диэлектрике) за один период колебаний электрического поля. Произведение  $\varepsilon' \operatorname{tg} \delta$  называется коэффициентом диэлектрических потерь.

Активная мощность, рассеиваемая в единице объема диэлектрика (удельные диэлектрические потери), определяется как

$$w = j_a E = j E \cos \varphi = j_r \operatorname{tg} \delta E = \omega \varepsilon_0 \varepsilon' \operatorname{tg} \delta E^2 \quad (9)$$

По механизму превращения электрической энергии в тепловую различают релаксационные, ионизационные и резонансные потери. Релаксационные потери имеют место в полярных диэлектриках и обусловлены ориентационным механизмом поляризации. Эти потери характеризуются наличием максимума на зависимостях  $\operatorname{tg} \delta$  от температуры и от частоты электромагнитного поля. Максимум  $\operatorname{tg} \delta$  соответствует таким значениям частоты и температуры, при которых период изменения поля примерно равен времени установления ориентации молекул (времени релаксации). Ионизационные потери наблюдаются в газах и твердых пористых диэлектриках при напряженности внешнего поля, превышающей некоторое пороговое значение. Такие потери обусловлены ударной ионизацией атомов и молекул газа и имеют особенно большое значение в диапазоне радиочастот. Резонансные потери наблюдаются в тех случаях, когда основную роль в поляризации играют малые колебания (смещения) электронов и ионов. Диэлектрические потери при таких колебаниях максимальны, если частота внешнего электрического поля близка к частоте собственных колебаний электронов или ионов. Ионному резонансу соответствуют частоты  $10^{12} - 10^{14}$  Гц, электронному  $\sim 10^{15} - 10^{16}$  Гц.

Значения  $\operatorname{tg} \delta$  для различных диэлектриков колеблются в пределах от  $10^{-4}$  до 0,3. Как правило, малыми величинами  $\operatorname{tg} \delta$  обладают неполярные и ионные диэлектрики. Такие материалы относят к группе высокочастотных диэлектриков. Большими  $\operatorname{tg} \delta$  обладают сегнетоэлектрики, в которых определяющими являются диэлектрические потери, связанные с переориентацией доменов в переменном электрическом поле.

## Методика определения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь

Диэлектрическую проницаемость материала и тангенса угла диэлектрических потерь можно определить, измерив емкость конденсатора с исследуемым диэлектриком и добротность колебательного контура, в состав которого входит этот конденсатор. Измеренное в переменном поле значение  $\epsilon$  соответствует действительной части комплексной диэлектрической проницаемости. Мнимая составляющая находится по результатам измерения  $\operatorname{tg} \delta$  (см. соотношение (8)).

Добротность ( $Q$ ) колебательной системы – безразмерная величина, пропорциональная отношению запасенной в ней энергии  $W$  к средней за период колебаний мощности потерь  $P$ :  $Q = \omega W / P$ . В случае электрических колебательных контуров принято считать запасенную энергию сосредоточенной в чисто реактивных элементах (индуктивности  $L$  и емкости  $C$ ), а потери связывать с протеканием тока по чисто диссипативному элементу – сопротивлению  $R$ . Для последовательного контура ток, протекающий через схему в момент резонанса, т.е. когда амплитуда сигнала с частотой  $1/(2\pi LC)$  равна  $e$ , равен  $I = U_1 / R_k$ , где  $R_k$  – активная составляющая сопротивления катушки индуктивности (активным сопротивлением эталонного конденсатора пренебрегаем).

При этом  $U_2 = R_c I = \frac{1}{\omega C} \frac{U_1}{R_k}$ , т.е.  $\frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{\omega C R_k} = Q$ , где  $1/(\omega C) = R_C$  – реактивное сопротивление конденсатора.

Для резонанса схемы справедливо выражение  $\omega L = 1/(\omega C)$ , т.е.  $Q = \frac{\omega L}{R_k}$ , где  $\omega L$  – реактивное сопротивление катушки.

В общем случае помимо к активному сопротивлению катушке необходимо добавить активное сопротивление нагрузки. Обозначив суммарное сопротивление контура как  $R$ , выражение для добротности контура можно записать:

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\omega L}{R} = \frac{1}{\omega R C}. \quad (10)$$

Чтобы определить на опыте значение  $Q$ , используют измерители добротности ( $Q$ -метры). Основными их элементами являются: перестраиваемый генератор колебаний высокой частоты ( $G$ ); измерительный контур, образованный катушкой индуктивности  $L$ , образцовым переменным конденсатором  $C_0$  и включаемым параллельно с ним исследуемым конденсатором  $C_x$ ; а также

индикатор резонанса  $U_2$  (рис. 2). В процессе измерений напряжение на выходе генератора  $U_1$  поддерживается неизменным. С помощью конденсатора  $C_0$  контур настраивают в резонанс. Емкость этого конденсатора отсчитывается с градуированной шкалы. При резонансе значение  $U_2$ , которое показывает вольтметр – индикатор, принимает максимальное значение.

В данной лабораторной работе используется измеритель добротности марки Е 4-11. Его схема построена таким образом, что шкала вольтметра – индикатора резонанса проградуирована непосредственно в единицах добротности исследуемого объекта.

Получим связь между  $tg \delta$  диэлектрического материала и измеряемой на опыте добротностью и емкостью  $C_x$  конденсатора, заполненного исследуемым диэлектриком.

Резонанс в контуре с отключенным конденсатором  $C_x$  наблюдается при условии  $\omega L = 1/\omega C_0$ , где  $C_0$  – значение резонансной емкости контура.

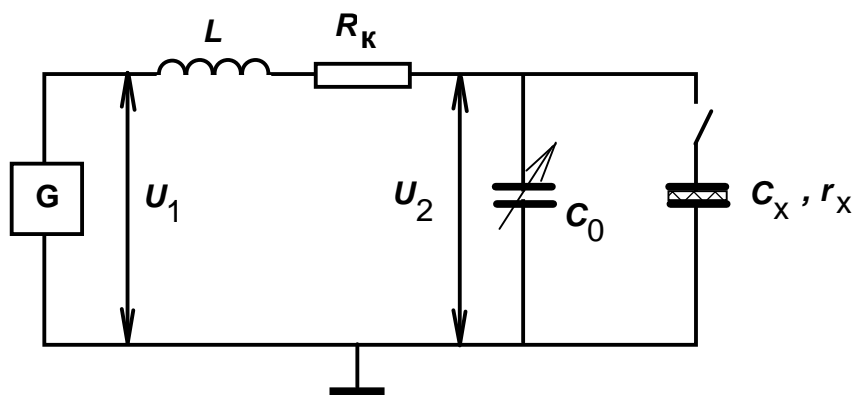


Рис. 2. Схема колебательного контура измерителя добротности

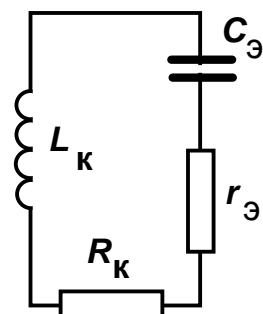


Рис. 3. Эквивалентная схема

Добротность контура при этом равна

$$Q_0 = \frac{1}{\omega C_0 R_k}, \quad (11)$$

где  $R$  – активное сопротивление контура, равное в данном случае  $R_k$ .

При подключении конденсатора  $C_x$  емкость и добротность контура меняются. Для настройки контура в резонанс необходимо уменьшить емкость переменного конденсатора до значения  $C_1$ , при котором выполняется равенство

$$C_1 + C_x = C_0. \quad (12)$$

Потери в исследуемом конденсаторе определяются выражением:

$$P_1 = U_2^2 \omega C_x tg \delta, \quad (13)$$

а тангенс угла диэлектрических потерь

$$\operatorname{tg} \delta = \omega r_x C_x, \quad (14)$$

где  $r_x$  – эквивалентное сопротивление потерь в диэлектрике. Подставив последнее выражение в (13), получим:

$$P_1 = U_2^2 \omega^2 r_x C_x^2. \quad (15)$$

Приведем измерительную схему (рис. 2) к последовательной эквивалентной схеме, изображенной на рис. 3. В этой схеме  $C_3 = C_0$ , а мощность рассеяния

$$P_3 = P_1 = U_2^2 w^2 r_3 C_x^2. \quad (16)$$

Из выражений (15) и (16) следует, что эквивалентное последовательное сопротивление

$$r_3 = r_x C_x^2 / C_0^2. \quad (17)$$

Добротность при резонансе контура с подключенным исследуемым конденсатором принимает значение:

$$Q_1 = \frac{1}{w (r_3 + R_k) C_0}. \quad (18)$$

Из (11) и (18) получим:

$$1/Q_1 = w (r_3 + R_k) C_0 = w r_3 C_0 + 1/Q_0$$

или с учетом (14) и (17)

$$1/Q_1 - 1/Q_0 = w r_3 C_0 = w r_x C_x^2 / C_0 = \operatorname{tg} d \cdot C_x / C_0.$$

Окончательно имеем

$$\operatorname{tg} d = \frac{C_0}{C_x} \left( \frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0} \right). \quad (19)$$

Таким образом, выполнив измерения добротности  $Q_1$  контура с исследуемым конденсатором емкостью  $C_x$ , а также резонансной емкости контура  $C_0$  и его добротности  $Q_0$ , можно вычислить  $\operatorname{tg} d$  испытываемого диэлектрика. Значение емкости  $C_x$  находится из условия (12). При использовании плоского конденсатора с площадью обкладок  $S$  и толщиной слоя диэлектрика  $d$  легко определить относительную диэлектрическую проницаемость материала:

$$\varepsilon = \frac{C_x d}{\varepsilon_0 S}. \quad (20)$$

Найденное таким образом значение  $\varepsilon$  соответствует действительной части комплексной диэлектрической проницаемости.

## Описание установки и порядок выполнения работы

В работе измеряются диэлектрические характеристики плоских образцов изоляционных материалов: полимеров, стекол, ситаллов или керамики.

Образец исследуемого материала помещается в измерительную ячейку из фторопласта, электроды которой выполнены из сплава алюминия (рис. 4). Нижний электрод неподвижный, а верхний перемещается с помощью микрометрического винта. Ширина зазора между электродами может быть точно установлена с помощью шкалы микровинта. Ячейка подключается к измерителю добротности Е 4-11 через разъем «С<sub>x</sub>» на верхней крышке прибора. К клеммам «L<sub>x</sub>» присоединяется образцовая катушка индуктивности.

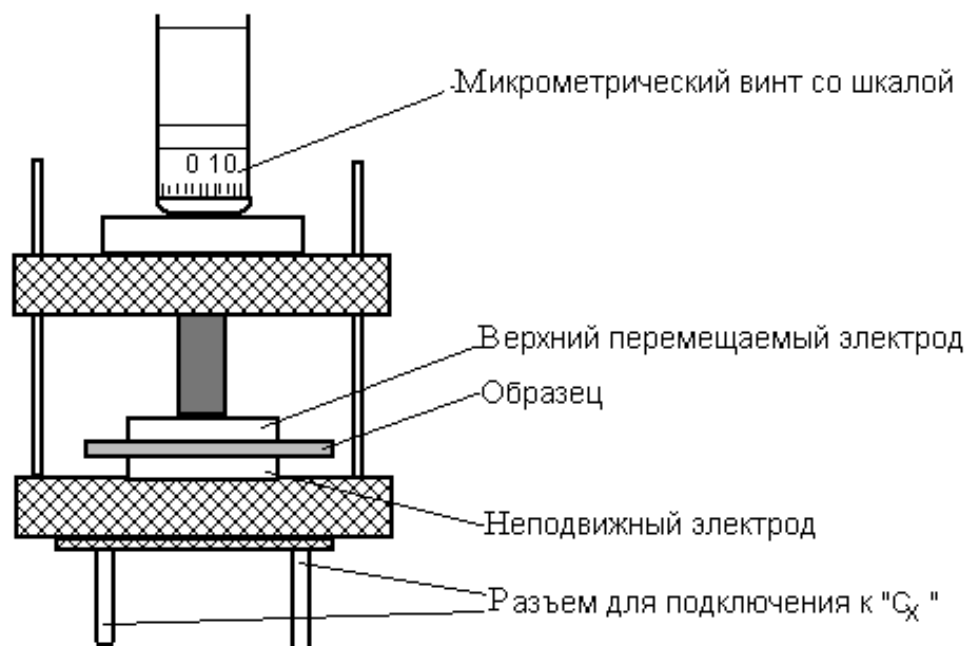


Рис. 4. Измерительная ячейка

### Порядок выполнения работы

1. Измерить микрометром толщину образца диэлектрика. Измерить диаметр электродов измерительной ячейки. Закрепить образец между электродами.
2. Включить прибор Е 4-11 в сеть и подготовить его к работе в соответствии с инструкцией по эксплуатации. Прибор готов к работе после 30-минутного прогрева. Перед измерениями необходимо произвести установку нуля и калибровку прибора.
3. Из комплекта катушек индуктивности подобрать ту, которая обеспечивает достижение резонанса в контуре на заданной преподавателем частоте. Подключить катушку к клеммам «L<sub>x</sub>» прибора.



4. Ручкой переключения поддиапазонов и ручкой «част. МГц» установить заданную частоту на выходе генератора.
5. Регулятором емкости настроить контур без измерительной ячейки в резонанс по максимальному отклонению стрелки индикатора резонанса, отсчитать значение добротности контура  $Q_0$ . По шкале «емкость пФ» определить величину резонансной емкости  $C_0$ . Занести полученные данные в таблицу.

Таблица

$C_0=$ , пФ			$Q_0=$			
Образец	d, мм	$C_1$ , пФ	$Q_2$	$C_x=C_0-C_1$ , пФ	tg $\delta$	$\epsilon$

6. Подключить к разъему « $C_x$ » прибора измерительную ячейку с диэлектриком.
7. Настроить контур в резонанс, отсчитать и занести в таблицу новые значения  $Q_1$  и  $C_1$ .
8. Повторить настройку контура и измерения несколько раз для оценки воспроизводимости результатов.
9. Вычислить для каждого измерения емкость конденсатора с исследуемым диэлектриком, тангенс угла диэлектрических потерь и диэлектрическую проницаемость материала (см. формулы (12), (19), (20)).
10. Найти средние значения и рассчитать погрешности. По полученным значениям, используя справочные данные, определить исследуемые диэлектрики (см. таблицу 1 ниже), сделать выводы.

### Контрольные вопросы

1. Назовите основные макроскопические характеристики изоляционных материалов. Дайте определения этим характеристикам.
2. Назовите основные механизмы поляризации диэлектриков. Какие виды поляризации можно считать мгновенными, а какие являются инерционными?
3. Что называют диэлектрическими потерями? Каковы основные механизмы диэлектрических потерь?
4. Дайте определения диэлектрической проницаемости и тангенса диэлектрических потерь.
5. Проанализируйте качественно частотную зависимость и зависимость от температуры tg  $\delta$  в случае релаксационных потерь.

6. Изложите основы методики определения диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь.

Таблица 1

**Параметры диэлектрических материалов**

Диэлектрический материал	$\rho$ , Ом·м	$\epsilon$	$\text{tg } \delta$
Полиэтилен	$10^{14}-10^{15}$	2,3-2,4	$(2-5)10^{-4}$
Полистирол	$10^{14}-10^{16}$	2,5-2,6	$(2-4)10^{-4}$
Фторопласт-4	$10^{14}-10^{16}$	1,9-2,2	$(2-3)10^{-4}$
Полипропилен	$10^{12}-10^{15}$	2,0	$(3-5)10^{-4}$
Лавсан	$10^{14}-10^{15}$	3,1-3,2	$(3-10)10^{-3}$
Поликарбонат	$10^{14}-10^{15}$	3,0	$(2-60)10^{-3}$
Полиамид	$10^{15}-10^{16}$	3,5	$(1-2)10^{-3}$
Поливинилхлорид	$10^9-10^{13}$	3,1-3,4	0,015-0,018
Гетинакс	$10^8-10^{10}$	3,0-6,0	0,04-0,08
Стеклотекстолит	$10^8-10^{11}$	5,5-6,0	0,02-0,04
Бакелит	$10^8-10^{11}$	4,0	0,01
Эпоксидные компаунды	$10^{12}-10^{14}$	3,3-6,0	0,01
Слюда	$10^{12}-10^{14}$	6,0-8,0	$(1-6)10^{-4}$
Кварцевое стекло	$10^{16}$	3,8-4,2	$(2-3)10^{-4}$
Щелочные стекла	$10^{10}-10^{15}$	5-10	$(5-250)10^{-4}$
Ситаллы	$10^8-10^{12}$	5-10	$(1-80)10^{-3}$
Изоляторный фарфор	$10^9-10^{11}$	5-8	0,02-0,03
Ультрафарфор	$10^{12}-10^{15}$	7-10	$(1-10)10^{-4}$
Алюминоксид	$10^{14}-10^{15}$	8,5-9,5	$(1-2)10^{-4}$
Поликор	$10^{16}$	9	$(1-2)10^{-4}$
Брокерит	$10^{16}$	6-7	$(2-5)10^{-4}$
Стеатитовая керамика	$10^{13}-10^{15}$	6-8	$(6-8)10^{-4}$
Цельзиановая керамика	$10^{12}-10^{13}$	6-7	$(1-2)10^{-4}$
Рутиловая керамика	$10^9-10^{12}$	40-300	$(2-10)10^{-4}$
Сегнетокерамика	$10^9-10^{11}$	900-20000	0,05-0,3

Примечание. Максимальные значения указаны для тонких пленок.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ И ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

### Цели работы:

1. Изучить теоретические основы диффузии основных и неосновных носителей зарядов в полупроводниках.
2. Определить диффузионную длину и время жизни неосновных носителей заряда на образцах германия при комнатной температуре посредством измерения пространственного распределения концентрации неравновесных носителей заряда, возбужденных светом.

### Теоретическое введение

#### 1. Диффузия электронов и дырок

Рассмотрим неоднородный полупроводник, в котором концентрации электронов  $n(x)$  и дырок  $p(x)$  меняются от точки к точке, т. е. являются функциями координаты  $x$ . По этой причине в неоднородном полупроводнике под действием градиента концентраций должен возникнуть диффузионный ток электронов и дырок. Поток электронов  $\Gamma_n$ , возникающий в результате диффузии в направлении  $x$ , пропорционален градиенту концентрации электронов в этом направлении и выражается уравнением вида:

$$\Gamma_n = -D_n \frac{dn}{dx}, \quad (1)$$

где  $D_n$  - коэффициент диффузии электронов.

Аналогично для дырок:

$$\Gamma_p = -D_p \frac{dp}{dx}, \quad (2)$$

где  $D_p$  - коэффициент диффузии дырок, в общем случае отличный от  $D_n$ .

Диффузионным потокам носителей соответствуют противонаправленные диффузионные токи электронов  $j_{nD}$  и дырок  $j_{pD}$ :

$$j_{nD} = e\Gamma_n; \quad (3)$$

$$j_{pD} = -e\Gamma_p. \quad (4)$$

Возникновение диффузионных токов приводит к возникновению пространственных зарядов и статических электрических полей  $E$ , препятствующих протеканию диффузионных токов. Поскольку электрическое поле  $E$  создает дрейфовые токи электронов и дырок, то полные электронный  $j_n$  и дырочный  $j_p$  токи равняются сумме диффузионных и дрейфовых токов:

$$j_n = enm_n E + e\Gamma_n ; \quad (5)$$

$$j_p = epm_p E - e\Gamma_p , \quad (6)$$

где  $\mu_n, \mu_p$  – подвижности электронов и дырок.

Таким образом, плотность общего тока  $j$  определяется уравнением:

$$j = j_n + j_p = e(nm_n + pm_p)E + e(\Gamma_n - \Gamma_p). \quad (7)$$

Очевидно, что в состоянии термодинамического равновесия  $j=j_n=j_p=0$ . Тогда для электронов из уравнения (5) с учетом (1) получим:

$$nm_n E = -D_n \frac{dn}{dx}. \quad (8)$$

Так как при отсутствии вырождения концентрация электронов  $n$  в зоне проводимости удовлетворяет соотношению Больцмана:

$$n = n_0 \cdot \exp\left(\frac{eU}{kT}\right), \quad (9),$$

где  $U$  – электростатический потенциал;  $n_0$  – равновесная концентрация электронов;  $E = -\frac{dU}{dx}$ , то

$$\frac{dn}{dx} = n_0 \frac{e}{kT} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \frac{dU}{dx} \quad (10)$$

Подставляя в уравнение (8) выражения для  $n$  и  $\frac{dn}{dx}$ , получаем:

$$\frac{m_n}{D_n} = \frac{e}{kT}. \quad (11).$$

Аналогично для дырок:

$$\frac{m_p}{D_p} = \frac{e}{kT}. \quad (12).$$

Уравнения (11) и (12), связывающие коэффициент диффузии носителей и их подвижность, носят название соотношения Эйнштейна.

Рассмотрим теперь особенности диффузии и дрейфа неравновесных носителей заряда в однородных полупроводниках. Пусть в однородном полупроводнике существует неоднородное распределение носителей заряда  $n(x)$  и  $p(x)$ , вызванное, например, локальным освещением образца. В этом случае, как и в рассмотренном случае неоднородного полупроводника, возникнут диффузионные и дрейфовые токи электронов и дырок, которые будут описываться уравнениями (5-7).

Из этих уравнений видно, что при отсутствии электрического тока возникающее в результате диффузии статическое электрическое

поле  $E$  будет тем меньше, чем больше равновесные концентрации носителей  $n_0$  и  $p_0$ , поскольку дрейфовый ток создается и электронами и дырками. Таким образом, если электропроводность полупроводника достаточно велика и концентрации неравновесных носителей заряда  $\Delta n$  и  $\Delta p$  значительно меньше концентраций равновесных носителей заряда, т. е.  $\Delta n \ll n_0$  и  $\Delta p \ll p_0$ , то в первом приближении можно считать, что электрическое поле  $E$  отсутствует, и имеет место условие электронейтральности  $\Delta n = \Delta p$ . Это означает, что процесс диффузии электронов и дырок происходит свободно, как диффузия неравновесных нейтральных пар электрон — дырка. Если теперь к образцу, в котором созданы неравновесные пары электрон — дырка, приложить внешнее электрическое поле, то они будут дрейфовать в этом электрическом поле с постоянной скоростью. Очевидно, что совместная диффузия и дрейф электронов и дырок при условии электронейтральности характеризуются эффективной дрейфовой подвижностью  $\mu_E$  и эффективным коэффициентом диффузии  $D$ , одинаковым для электронов и дырок. Величины  $\mu_E$  и  $D$  называют также биполярной дрейфовой подвижностью и биполярным коэффициентом диффузии.

Эти величины связаны с подвижностями и коэффициентами диффузии электронов и дырок следующим образом:

$$D = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{D_p} + \frac{p_0}{D_n}} \quad (13)$$

$$\mu_E = \frac{p_0 - n_0}{\frac{n_0}{m_p} + \frac{p_0}{m_n}} \quad (14)$$

Из уравнения (14) ясно, что величина  $\mu_E$  может изменять знак в зависимости от соотношения между  $n_0$  и  $p_0$  и равна нулю при  $n_0 = p_0$ .

Для примесных полупроводников, когда концентрация основных носителей заряда значительно превышает концентрацию неосновных носителей ( $n_0 \gg p_0$  или  $p_0 \gg n_0$ ), коэффициент биполярной диффузии  $D$  и биполярная дрейфовая подвижность  $\mu_E$  равны, соответственно, коэффициенту диффузии и подвижности неосновных носителей заряда.

## 2. Диффузионная длина неосновных носителей заряда

Рассмотрим более подробно вопрос о диффузии неосновных неравновесных носителей заряда при наличии внешнего электрического поля  $E$ .

Допустим, что имеется полупроводник  $p$ -типа ( $p_0 \gg n_0$ ), поперечное сечение которого значительно меньше его длины. Часть образца ( $-l \leq x \leq 0$ ) освещается слабопоглощающим светом, так что происходит равномерная генерация носителей заряда во всем объеме освещенной области образца (рис. 1). Пусть концентрация основных носителей заряда  $p_0$  велика по сравнению с концентрацией неосновных неравновесных носителей  $\Delta n$ , время жизни которых  $\tau_n$ . К образцу приложено электрическое поле  $E$ , так что носители могут дрейфовать в этом электрическом поле и диффундировать в неосвещенную область образца.

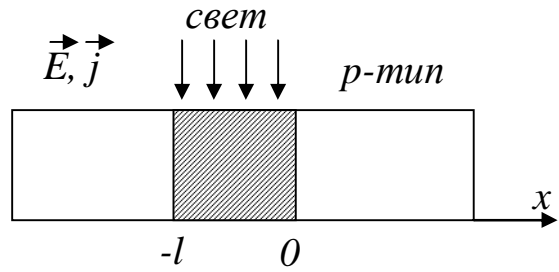


Рис. 1. Одномерная модель полупроводникового образца

Концентрация неосновных носителей  $\Delta n$  может быть определена в результате решения уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n + g, \quad (15)$$

где  $\Delta n/\tau_n$  - член, учитывающий рекомбинацию носителей заряда;  $(1/e)\operatorname{div} j_n$  - дивергенция потока неосновных носителей,  $g$  - скорость генерации носителей светом.

Найдем в стационарном случае ( $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$ ) концентрации неосновных носителей вдоль оси  $x$  в неосвещенной части образца ( $g=0$ ). Продифференцировав выражение для плотности электронного тока (5) и подставив  $\operatorname{div} j_n$  в уравнение (15), получим

$$-\frac{\Delta n}{\tau_n} + D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + m_n E \frac{d\Delta n}{dx} = 0 \quad (16)$$

Разделим обе части уравнения (16) на  $D_n$  и введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} L_D &= \sqrt{D_n \tau_n} \\ L_E &= \tau_n m_n E \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Получим из уравнения (16):

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \frac{L_E}{L_D^2} \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{L_D^2} = 0. \quad (18)$$

Решая дифференциальное уравнение (18) с учетом уменьшения концентрации неосновных неравновесных носителей по мере удаления от освещенной области образца, окончательно получаем:

$$\text{при } x \geq 0: \Delta n = C_1 e^{-\frac{x}{L_1}}, \text{ где } L_1 = \frac{2L_D^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_D^2 + L_E}}, \quad (19)$$

$$\text{при } x \leq -l: \Delta n = C_2 e^{-\frac{x}{L_2}}, \text{ где } L_2 = \frac{2L_D^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_D^2 - L_E}}, \quad (20)$$

$C_1, C_2$ - постоянные, определяемые из граничных условий.

Таким образом, в области тени по обе стороны от освещенной части образца концентрация неосновных носителей спадает по экспоненциальному закону с постоянными спада  $L_1$  и  $L_2$ . В отсутствие электрического поля ( $L_E = t_n m_n E = 0$ ), когда имеет место только диффузия носителей заряда, экспоненциальный спад носителей определяется величиной  $L_D = \sqrt{D_n t_n}$ , которая называется диффузионной длиной неосновных носителей заряда (в данном случае электронов). При наличии электрического поля постоянные спада  $L_1$  и  $L_2$  отличаются от диффузионной длины  $L_D$  и в зависимости от направления электрического поля  $E$  могут быть больше или меньше  $L_D$ :

$$\text{при } x \geq 0 \quad \frac{2L_D^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_D^2 + L_E}} < L_D < \frac{2L_D^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_D^2 - L_E}} \quad (21)$$

$E > 0 \qquad E = 0 \qquad E < 0$

Величины  $L_1$  и  $L_2$  называют «диффузионной длиной вдоль поля» и «диффузионной длиной против поля».

На рис. 2 изображено распределение неравновесных носителей в отсутствие и при наличии электрического поля. Поскольку при решении задачи предполагалось выполнение электронейтральности, изображенное на рис. 2 распределение носителей заряда справедливо одновременно для неравновесных электронов и дырок.

### Описание установки и порядок выполнения работы

Для определения диффузионной длины неосновных носителей заряда необходимо провести измерение распределения концентрации неравновесных носителей вдоль образца. Эти измерения могут быть выполнены с помощью выпрямляющего точечного контакта. Известно, что ток через выпрямляющий контакт, включенный в

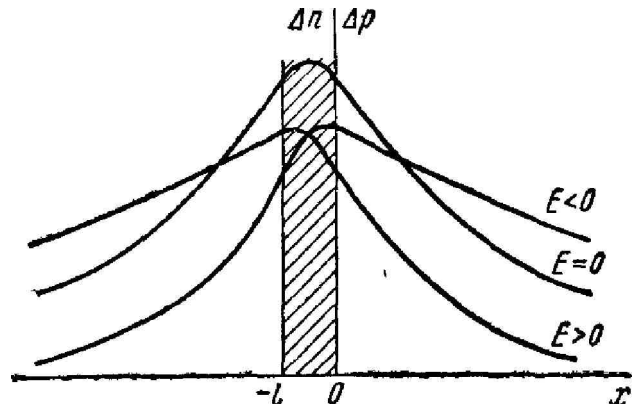


Рис. 2. Распределение концентрации неравновесных носителей заряда вдоль образца

запирающем направлении, пропорционален концентрации неосновных носителей вблизи контакта. Поэтому, если вблизи такого контакта концентрация неосновных носителей изменяется за счет создания дополнительной концентрации неравновесных носителей, приращение тока через контакт будет пропорционально приращению концентрации неосновных носителей. У ряда полупроводниковых материалов выпрямляющий контакт образуется на прижимном контакте металлического острья с поверхностью образца. Для германия подходящим материалом для образования выпрямляющего прижимного контакта является вольфрам. Перемещая световую полосу (или металлический зонд) вдоль образца, можно снять зависимость концентрации неосновных носителей заряда от расстояния до границы света и тени.

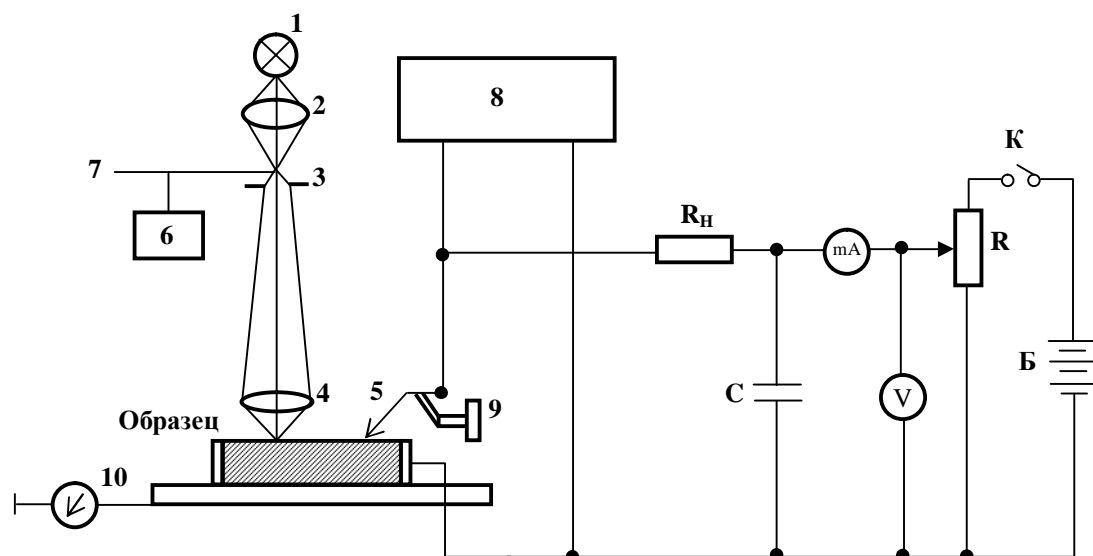


Рис.3. Схема установки для определения диффузионной длины неосновных носителей заряда: 1 - лампа осветителя; 2 - конденсорная линза; 3 - щель; 4 - объектив; 5 - зонд-коллектор; 6 - мотор; 7 - диск с прорезями; 8 - батарея; 9 - вольтметр; 10 - винт перемещения образца

Измерительная установка, показанная на рис.3, состоит из манипулятора, в котором крепится образец, осветителя, лампового вольтметра и блока питания установки.

Манипулятор представляет собой столик с кристаллодержателем, который может перемещаться в двух горизонтальных направлениях. Отсчет продольного перемещения столика производится по шкале винта. К образцу прижимается вольфрамовый зонд, служащий коллектором.

Поверхность образца освещается пучком света в виде узкой прямолинейной полосы. Источником света служит лампа накаливания, свет которой фокусируется с помощью простой



оптической системы. Световая полоса шириной 0,1 мм пересекает поперек всю верхнюю грань образца. Неравновесные носители заряда генерируются неравномерно в освещенном объеме образца, так как коэффициент поглощения света в области фундаментального поглощения имеет большую величину (10 см). Это означает, что рассмотренная теория диффузии и дрейфа носителей заряда при однородной генерации носителей неприменима в реальных условиях эксперимента. Однако точный учет неоднородной генерации носителей заряда приводит к такому распределению носителей заряда в образце, которое практически совпадает с рассмотренным решением везде, кроме небольшой области вблизи освещенной части образца. Поэтому рассмотренную теорию можно считать достаточно точной.

Для того чтобы отделить ту часть коллекторного тока, которая вызвана неравновесными носителями, применяется модулированное освещение. Свет модулируется вращающимся диском с прорезями. Частота прерывания света выбирается с учетом того, что концентрация неравновесных носителей должна успевать достигать своего установившегося значения за время освещения образца и спадать до нуля в интервале между двумя импульсами света. Это условие выполняется при длительности освещения и затемнения, значительно превышающей время жизни неравновесных носителей заряда в образце.

В данной установке частота прерывания светового потока выбрана порядка 300 гц.

Возникающий при освещении образца сигнал регистрируется в цепи вольфрамового зонда-коллектора. Постоянное смещение на коллектор подается от батареи. Сопротивление  $R_H$  служит нагрузкой, с него снимается переменное напряжение  $U$ , которое измеряется ламповым вольтметром. Это напряжение пропорционально концентрации неравновесных неосновных носителей вблизи коллектора и, следовательно (из 19, 20):

$$\ln U \sim \ln \Delta n = const - \frac{x}{L_D}. \quad (22)$$

Таким образом, если откладывать результаты измерения на графике  $\ln U$  от  $x$ , то получится прямая, котангенс угла наклона которой пропорционален диффузионной длине неосновных носителей заряда:

$$L_D = \frac{|\Delta x|}{|\Delta \ln U|}. \quad (23)$$

Описанный метод определения диффузионной длины нашел широкое распространение для таких материалов, как германий и

кремний, в которых диффузионная длина достаточно велика, а также сравнительно легко образуются запорные слои на прижимном контакте с металлическим зондом. Однако, если диаметр зонда становится соизмерим с диффузионной длиной носителей заряда, то измерения становятся невозможными. Поэтому описанный метод применим только для материалов с диффузионной длиной порядка 0,1 мм.

Зная диффузионную длину, можно, воспользовавшись соотношением Эйнштейна (11, 12), определить время жизни неосновных носителей заряда  $\tau$ , если из независимых измерений известна их подвижность:

$$t = \frac{e L_D^2}{kT m} \quad (24)$$

или коэффициент диффузии  $D$ :

$$t = \frac{L_D^2}{D}. \quad (25)$$

### Порядок выполнения работы

1. Включить измерительную установку и подать небольшое напряжение на коллектор (0,5 В). Сфокусировать световое пятно на поверхность образца.

2. При выключенном световом пятне измерить уровень шумов на образце.

3. Включить световое пятно и модулятор и провести измерение распределения напряжения по образцу, изменяя расстояние между коллектором и границей светового пятна. Шаг по заданию преподавателя.

Измерения необходимо провести не менее трех раз. Результаты измерений оформить в виде таблицы.

$x, м$	$U, В$

4. По данным таблицы построить график зависимости логарифма напряжения  $\ln U$  от расстояния  $x$ . По наклону прямолинейного участка графика определить диффузионную длину неосновных носителей заряда.

5. Воспользовавшись известными коэффициентами диффузии носителей заряда в германии ( $D_n=93$  см/с.,  $D_p=44$  см/с), определить время жизни неосновных носителей заряда.

## Контрольные вопросы

1. Выведите уравнения для плотности тока в неоднородном полупроводнике, в котором концентрации электронов и дырок меняются от точки к точке.
2. Получите соотношение Эйнштейна.
3. Запишите выражения для биполярной дрейфовой подвижности и биполярного коэффициента диффузии. От чего зависит знак дрейфовой подвижности.
4. Получите выражения для концентрации неосновных неравновесных носителей по мере удаления от освещенной области образца.
5. Дайте определения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей заряда.
6. Поясните смысл величин  $L_1$  и  $L_2$  в выражении для концентрации неосновных неравновесных носителей заряда.
7. Зарисуйте схему экспериментальной установки. Опишите методику эксперимента.
8. Запишите уравнения, с помощью которых определяли искомые величины. Покажите, откуда вытекают эти уравнения и дайте обоснование их применимости.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фистуль В.И. Физика и химия твердого тела – М.: Металлургия, 1995. Т.1, 2.
2. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники. – М.: Высш. шк., 2001.
3. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов.- М.: Высш. шк., 1987.- 239 с.
4. Лысов В.Ф. Практикум по физике полупроводников.- М.: Просвещение, 1976.-207 с.
5. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / Под ред. К.В. Шалимовой - М.: Высш. шк., 1967.- 464 с.
6. Готра З.Ю. Технология микроэлектронных устройств: Справочник. – М.: Радио и связь, 1991.- 528 с.
7. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.- М.: Энергоатомиздат, 1991.- 1232 с.
8. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках – М.: Физматгиз, 1963. – 496 с.
9. Смит Р. Полупроводники - ИЛ, 1962.

Учебное издание

Шутов Дмитрий Александрович

Ситанов Дмитрий Вячеславович

Методы исследования материалов и структур

Лабораторный практикум

Редактор О.А. Соловьева

Подписано в печать 14.07.2009. Формат 60x84<sup>1/16</sup>. Бумага писчая.  
Усл.печ.л. 4,88 . Уч.-изд.л. 5,42 . Тираж 100 экз. Заказ

ГОУ ВПО Ивановский государственный химико-технологический университет.

Отпечатано на полиграфическом оборудовании кафедры экономики и финансов ГОУ ВПО «ИГХТУ».

153000, г.Иваново, пр. Ф.Энгельса, 7.